Fundamentos de Tecnología Nuclear Energética

Aspectos científicos, técnicos, sociales y políticos

Roberto Suárez- Ántola

Diciembre de 2020

A los que contribuyeron y contribuyen al desarrollo y una mejor comprensión de la tecnología nuclear energética: científicos e ingenieros, partidarios y detractores.

© ROBERTO SUÁREZ ÁNTOLA

resa.libros@gmail.com

ISBN 978-9915-40-242-0

Escaneo del anverso de la medalla que conmemora el cincuentenario de la entrada en operación de la central nuclear de Ominsk

ISBN: 978-9915-40-242-0

9 789915 402420

Prólogo

Este libro se basa, en buena medida, en un libro previo del autor “La Energía Nuclear” publicado en 2009. Se puede considerar como una introducción a algunos temas básicos sobre reactores y centrales nucleares: física nuclear, física de reactores nucleares, termo-hidráulica, combustibles nucleares, fundamentos de ingeniería mecánica, química y eléctrica de centrales nucleares, nociones sobre instrumentación y control de reactores nucleares, protección radiológica y seguridad nuclear, emplazamiento y licenciamiento de centrales nucleares.

A través del estudio de esos y otros temas, el libro intenta contribuir al proceso de discusión pública de las alternativas energéticas para este siglo. Por este motivo, el último capítulo y un apéndice extenso abarcan temas relacionados con la sociedad, el ambiente, la política y la filosofía que escapan del ámbito propio de la ingeniería nuclear.

Si bien la mayor parte del texto presupone que el lector ha adquirido conocimientos básicos de matemática y física a nivel universitario, se han separado las partes de naturaleza más complicada desde el punto de vista físico, matemático, o de ingeniería, de tal forma que sea posible omitirlas si se desea.

Se presentan muy pocas citas bibliográficas integradas en el texto, a diferencia de lo que es usual en trabajos académicos. Las fuentes principales se presentan al final en una bibliografía comentada.

Así cabe esperar que el texto resulte de lectura más fácil, sea de interés, y pueda tener alguna utilidad para un conjunto numeroso de lectores.

Los capítulos del libro están divididos en secciones. Algunas de ellas se subdividen en subsecciones. Las figuras se numeran y citan según el capítulo al que pertenecen (por ejemplo Fig. 7.2 alude a la segunda figura del séptimo capítulo). Las ecuaciones se numeran y citan según la sección en la que aparecen, con independencia de la subsección, si es que esta existe. Por ejemplo, la ecuación 14.2 [3] alude a la tercera ecuación de la segunda sección del capítulo catorce.

El libro comienza con un capítulo extenso que resume en forma bastante completa los fundamentos de la tecnología orientada a las centrales de conversión nucleoeléctrica. Este capítulo sirve como una introducción al desarrollo más detallado del tema que se encuentra en los capítulos siguientes. No requiere formación específica, a nivel universitario, ni en matemática ni en física, y puede leerse con independencia del resto del libro.

El estudio de los temas de ingeniería nuclear se limita a las tecnologías basadas en la fisión nuclear, puesto que son las únicas que se encuentran disponibles para la generación de potencia eléctrica y pueden considerarse tecnologías maduras.

En contraposición, las tecnologías basadas en la fusión de núcleos livianos, que por varias razones parecería que deberían ser preferidas frente a las tecnologías basadas en la fisión de núcleos pesados, están todavía demasiado atrasadas.

A diferencia de lo que se hace en otros libros similares, aquí no se estudian los aceleradores de partículas. Solo se consideran en el capítulo 16, durante la descripción de los reactores híbridos conducidos por aceleradores.

El fundamento de las armas nucleares de fisión se describe someramente en el capítulo 10, en el marco del problema que plantea la proliferación. Las cuatro generaciones de armas nucleares y su estado de desarrollo se abordan brevemente en el apéndice “Diplomacia y problemas de seguridad relacionados con las armas biológicas, nucleares y cibernéticas: abordaje de algunos aspectos sociales y políticos”.

Roberto Suárez Ántola
5 de diciembre de 2020

Información sobre el autor:

Roberto Suárez Antola es Licenciado en Física, Magíster en Biofísica y Doctor en Ciencias Biológicas por la Universidad de la República de Uruguay (UdelaR). Además, posee formación en medicina adquirida en la Facultad de Medicina de UdelaR.
Se especializó en ingeniería nuclear, a nivel de posgrado, en la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires.
Efectuó estudios de profundización en ciencias fisicomatemáticas e ingeniería en Alemania, Austria, España, Francia e Inglaterra.

Fue profesor titular, director de carrera y director de departamento en UdelaR y en la Universidad Católica del Uruguay.
Dirigió los laboratorios de la Comisión Nacional de Energía Atómica y de la Dirección Nacional de Tecnología Nuclear del Ministerio de Industria, Energía y Minería (MIEM) de Uruguay.
Actualmente es Asesor en el MIEM y director científico en la empresa OMNIA Sciences /Technologies/ Services.

Compartió un premio de la Academia Nacional de Medicina, un premio Génesis del MIEM y un premio de la Academia Nacional de Ingeniería de Uruguay.

Es autor de un libro sobre teoría de la relatividad
https://www.researchgate.net/publication/346316341_El_principio_de_relatividad_y_el_problema_del_conocimiento_Segunda_Edicion_corregida_y_ampliada_2019
y coautor de un libro sobre Temas de Magnetismo y Superconductividad y de un libro sobre Marcapasos Cardíacos.
Publicó artículos de investigación y capítulos de libro en temas de ciencias fisicomatemáticas, ingeniería y ciencias biomédicas.
Específicamente en lo que se refiere a ingeniería nuclear, se especializa en la construcción y en el análisis de modelos matemáticos aplicables en dinámica y control de reactores nucleares.

Contenido

1 Resumen de fundamentos de conversión nucleoeléctrica mediante reactores de fisión.. 11

1.1 La energía de fisión y su liberación controlada en los reactores nucleares..... 13

1.2 Reactores rápidos y reactores térmicos:..... 15

1.3 Clasificación y descripción de los reactores de potencia más comunes..... 15

1.4 Ciclo del combustible nuclear 18

1.5 Desechos radioactivos y alternativas para su gestión..... 19

1.6 Enriquecimiento del combustible 22

1.7 Gestión del combustible en el núcleo del reactor 23

1.8 Licenciamiento y regulación de las actividades relacionadas con la conversión nucleoeléctrica: 24

1.9 Seguridad y medidas de seguridad en reactores de potencia 25

1.10 Accidentes en instalaciones nucleares..... 26

1.11 Riesgos y detrimentos 28

1.12 El emplazamiento..... 30

1.13 El tiempo que insume la construcción de una central nuclear 30

1.14 Los costos de la conversión nucleoeléctrica 30

1.15 Esbozo de la evolución de la tecnología de conversión nucleoeléctrica desde sus inicios hasta la actualidad: las generaciones I, II, y III. 31

1.16 Las generaciones III+, IV y más allá. 32

1.17 Consideraciones generales acerca del estado de la tecnología de conversión nucleoeléctrica en 2010 33

1.18 Perspectivas sobre los tamaños de los reactores nucleares: los reactores modulares deliberadamente pequeños 34

1.19 La flexibilidad de las centrales nucleares 35

1.20 En suma: 36

2 Aspectos históricos de la tecnología nuclear energética 41

2.1 Descubrimientos del neutrón y de la fisión nuclear; invención del reactor nuclear .. 41

2.2 Etapa preparatoria: 42

2.3 Etapa tecnológica inicial..... 43

2.4 El desarrollo de las Generaciones I, II, III, III+ y IV..... 44

2.5 La física de los núcleos y los modos de evolución de la materia 44

3 Radioactividad y reacciones nucleares 46

3.1 La desintegración radioactiva como proceso aleatorio 47

3.2 Física relativista, defectos de masa y energías de separación. 49

3.3 Estabilidad y vías alternativas en procesos de desintegración 52
3.4 Emisión de neutrones retardados y decaimiento de neutrones libres 54
3.5 Reacciones nucleares y energía de reacción. Canales de reacción. 54
3.6 El núcleo compuesto 56
4 Interacción de las radiaciones con la materia y nociones sobre efectos biológicos de las radiaciones 58
4.1 Interacción de las radiaciones con la materia 58
4.2 Nociones sobre dosis de radiaciones y protección radiológica 67
4.3 Efectos biológicos de las radiaciones 71
4.4 Detección y medición de las radiaciones 73
4.4.1 Detectores 73
4.4.2 Dosímetros 75
4.4.3 Eficiencia, tiempo muerto y aspectos estadísticos 75
5 Estabilidad de núcleos y fisión nuclear. 80
5.1 Energías de enlace por nucleón. Distribución de isótopos en el plano N-Z. 82
5.2 Física cuántica y modelos de núcleo 84
5.2.1 Modelo de capas 86
5.2.2 Modelo de la gota líquida y fisión nuclear 88
5.2.3 Perfeccionamiento del modelo de la gota nuclear y estabilidad de núcleos 92
6 El reactor nuclear 97
6.1 Reacciones de fisión en cadena 97
6.2 Los reactores nucleares y su clasificación 98
6.2.1 Reactores térmicos, moderadores y blindajes 100
6.2.2 Reactores homogéneos y heterogéneos 100
6.2.3 Reactores rápidos 101
6.2.4 Reactores quemadores, convertidores y reproductores 101
6.2.5 Reactores pequeños, medianos y grandes 103
6.3 Quemado del combustible y control de la potencia térmica del reactor: el factor de multiplicación, la reactividad y sus variaciones. 103
6.4 La caldera nuclear y el ciclo de su combustible. 106
6.5 Enriquecimiento 109
6.6 Potencia térmica del reactor y enriquecimiento del combustible 114
7 Neutrónica. I: Fundamentos 118
7.1 Elementos de cinética neutrónica y control de reactores 118
7.2 Moderación de neutrones y fórmula de dos factores 122

7.3 La fórmula de los seis factores 126
7.4 Cinética con neutrones retardados 127
8 Neutrónica. II: Modelos 130
8.1 Modelo simplificado de la evolución de la población de neutrones en un reactor nuclear 130
8.2 Método heurístico para la estimación de la corriente neutrónica de fuga 136
8.3 Radio crítico y masa crítica para una esfera de plutonio. Estimación de las dimensiones de una Bomba A de plutonio. 137
8.4 Un modelo de cinética neutrónica espacio temporal 139
8.5 Limitaciones de los modelos cinéticos estudiados 143
8.5.1 Los neutrones retardados en los transitorios del reactor 143
8.5.2 Reflectores y masa crítica 144
8.5.3 El espectro de energías exige introducir de varios grupos de neutrones 144
8.5.4 Limitaciones de la teoría de la difusión y distancia de extrapolación 145
8.5.5 Efectos de heterogeneidades en la distribución de los materiales y las temperaturas 146
8.5.6 Efectos de retroalimentación sobre la reactividad 146
9 Las centrales nucleares de potencia. I: Descripción de reactores y sistemas. 148
9.1 Clasificación y descripción de los de reactores de potencia 148
9.2 Los circuitos termo-hidráulicos y los ciclos de vapor de las centrales núcleo-eléctricas. Generadores de vapor. Los sistemas de refrigeración del núcleo. 154
9.3 Los sistemas de una central nuclear 158
9.3.1 Turbinas y generadores: grupos turbogeneradores 158
9.3.2 Tuberías, bombas y válvulas. 159
9.3.3 Condensadores y torres de enfriamiento. 159
9.3.4 Sistemas de instrumentación y control. Centro de mando y ordenador central. 159
9.3.5 Sistemas físico-químicos para procesos auxiliares 161
9.3.6 Sistemas de suministro de energía eléctrica. 162
9.3.7 Sistemas anexos al circuito termo-hidráulico primario 162
9.3.8 Sistemas de manejo de combustible y sistemas de seguridad. 163
10 Las centrales nucleares de potencia. II: Moderadores y moderación en reactores de potencia. Combustibles, desechos y proliferación 164
10.1 Moderadores y moderación en los reactores térmicos de las centrales nucleares: poder de moderación, relación de moderación y paso de red. 164
10.2 Los combustibles nucleares de los reactores de potencia 166
10.3 Los desechos de la industria nuclear 170

10.4 El problema de la proliferación 172

11 Las centrales nucleares de potencia. III: Modelos térmicos estacionarios. 175

11.1 Estimación de las dimensiones de un núcleo de un PWR a partir de consideraciones de transferencia de calor en estado estacionario 175

11.2 Elementos de termo-hidráulica: la refrigeración del núcleo del reactor en estado estacionario. 177

11.2.1 Balances térmicos globales para PWR y BWR 177

11.2.2 Balances térmicos locales: distribución espacial de la potencia, factor de pico, máxima potencia específica, canal más caliente e integral del combustible. Apartamiento de la ebullición nucleada. 182

11.3 Modelos termodinámicos y eficiencia de los sistemas de la planta de potencia operando en estado estacionario. 187

11.4 Limitaciones de los modelos termo-hidráulicos estacionarios para el reactor y la planta de potencia considerados en este capítulo 193

12 Dinámica y control de reactores y centrales de potencia. I: Fundamentos. 198

12.1 Dispositivos para el control del balance neutrónico en el reactor 198

12.2 La retroalimentación de la potencia sobre la reactividad 200

12.2.1 Coeficientes de reactividad 201

12.2.2 Reactores sub-moderados y sobre-moderados 203

12.3 Arranque y parada del reactor. Variaciones en la potencia. 204

12.4 Envenenamiento por xenón y por samario. 206

12.5 Control de la potencia en reactores de agua en ebullición y capacidad de seguir la carga de los reactores de agua presurizada 211

13 Elementos de seguridad de reactores 214

13.1 Estabilidad intrínseca y mecanismos de control en operación normal 214

13.2 Incidentes, accidentes y medidas de seguridad 216

13.3 Comentarios sobre el accidente de Three-Mile Island y la seguridad en las plantas nucleares de potencia: 217

13.4 El accidente de Chernóbil: un relato breve desde la perspectiva de la Ingeniería. .. 217

14 Dinámica y control de reactores y centrales nucleares. II: Modelos 221

14.1 El modelo de cinética puntual y la ecuación integro-diferencial de la dinámica de un reactor 221

14.2 Escalas de tiempo, retroalimentación y estabilidad de reactores 222

14.3 Estabilidad de un reactor de agua en ebullición 225

14.4 Modelo simplificado de una central nuclear 227

14.5 Flexibilidad operacional de una planta nuclear con un PWR 240

14.5.1 Análisis casi estático 240
14.5.2 Análisis dinámico 242
14.6 Un modelo de cinética puntual con retardo 247
14.7 La posibilidad de un accidente de criticidad por acoplamiento núcleo-termo-mecánico 250
14.8 Oscilaciones en la potencia y otros fenómenos dinámicos 256
14.9 Simuladores digitales para reactores de potencia y centrales nucleares 259
15 Emplazamiento y otras decisiones sobre centrales nucleares 260
15.1 Comentarios sobre el proceso de toma de decisiones en torno a una central nucleoeléctrica 260
15.2 Emplazamiento 262
15.2.1 Aspectos relacionados directamente con la protección radiológica 263
15.2.2 Aspectos relacionados con las características físicas del sitio 264
15.3 Accidentes, daños, riesgos y detrimentos 265
15.4 Nociones sobre costos de la conversión de la energía 267
15.5 Nociones sobre evaluación de alternativas, desde el punto de vista financiero, para la conversión de la energía 268
16 El futuro de la Tecnología Nuclear Energética 272
16.1 Reactores avanzados y reactores innovadores 272
16.2 Las generaciones de reactores nucleares de potencia 274
16.3 Los reactores del futuro 277
16.3.1 Los reactores refrigerados a gas de alta temperatura y ciclo directo. 277
16.3.2 Reactores reproductores 279
16.3.3 Reactores subcríticos conducidos por aceleradores 280
16.3.4 Un ejemplo de reactor innovador pequeño que no requiere recambio de combustible en el sitio: el FBNR 283
16.4 Perspectivas de futuro 284
17 Energía, sociedad nuclear y ambiente 285
17.1 El desarrollo sustentable 286
17.2 Inestabilidad actual de la economía 287
17.2.1 Deterioro del capital social 288
17.2.2 Deterioro del capital ambiental 289
17.2.3 Tendencia autodestructiva del sistema socioeconómico imperante 290
17.3 Necesidad de introducir el capital natural y el capital social como categorías económicas: los cuatro pilares de una posible economía natural de mercado 290

17.3.1 ¿Es posible un marco común? 292
17.3.2 El nuevo balance contable característico de una economía natural de mercado 294
17.3.3 Eficiencia: incremento en la productividad de los recursos 294
17.3.4 El rol de los gobiernos en una economía natural de mercado 298
17.4 El fin, los medios y el problema del terrorismo. 299
17.5 Un cambio cultural necesario 301
17.6 Epílogo 306
18 Apéndice. Diplomacia y problemas de seguridad relacionados con las armas biológicas, nucleares y cibernéticas: abordaje de algunos aspectos sociales y políticos 307
18.1 Armas biológicas 307
18.2 Armas nucleares 308
18.3 Armas cibernéticas contra instalaciones de armas químicas, biológicas y nucleares 310
18.4 Mundo multipolar y "carencia de occidente" 311
18.5 Guerras y guerras justas 311
18.6 Una ética de mínimos colgando del cielo 312
18.7 La Tesis de Poincaré 313
18.8 La moral emergente 314
18.9 El monismo ético 316
18.10 Élites, poder y terrorismo 317
18.11 Conclusiones 318
19 Bibliografía 319

1 Resumen de fundamentos de conversión nucleoeléctrica mediante reactores de fisión

"Cometimos el error de agrupar energía nuclear junto con armas nucleares, como si todas las cosas nucleares fueran malas Creo que es un error tan grande como si usted hubiera agrupado medicina nuclear junto con armas nucleares"
Patrick Moore, Ex Director de Greenpeace International

Los sistemas nucleares de potencia emplean la liberación controlada de la energía nuclear como fuente de calor, para la posterior conversión de parte de este calor en energía eléctrica o para aplicación directa del calor en calefacción o en procesos industriales. Cuando se los compara con otros sistemas de potencia, las principales ventajas de los sistemas nucleares son su elevada densidad de potencia, la enorme liberación de energía por unidad de masa de combustible y su naturaleza benigna en relación con el cambio climático (las centrales nucleares no liberan gases de invernadero ni cantidades significativas de partículas a la atmósfera).
El empleo de la energía nuclear suministra una ganancia de 10^6 por átomo de combustible, en comparación con lo que se puede obtener a partir de la combustión del carbono de los combustibles fósiles. Este factor de 10^6 viene acompañado de una reducción tanto en el volumen de combustible necesario para suministrar una misma cantidad de energía como en el volumen final de residuos, ambos en un factor de 10^6.
Las principales desventajas son la generación de materiales radioactivos durante el funcionamiento (lo que requiere un manejo y disposición cuidadosos), la operación de los componentes no convencionales en un ambiente de radiación elevada y algunas características de control de las centrales nucleares diferentes de las que presentan las plantas de potencia tradicionales.
La potencia nuclear se origina en reacciones que involucran núcleos atómicos, denominadas reacciones nucleares: reacciones de fisión, reacciones de fusión y reacciones de desintegración de radioisótopos.

El decaimiento radioactivo de los radioisótopos se manifiesta a través de la emisión de electrones (partículas beta), núcleos de helio (partículas alfa) y fotones (rayos gamma) de elevada energía, provenientes del núcleo atómico.
Cuando estas radiaciones interactúan con la materia pierden energía que se transforma en calor. Parte de ese calor se puede transformar en electricidad en un convertidor termoeléctrico. Como no presentan interés desde el punto de vista de la conversión nucleoeléctrica destinadas a la generación de potencias superiores al MW, no serán considerados.

Antes de continuar, revisemos las unidades de energía, así como un mínimo de información sobre el núcleo atómico y sobre la desintegración (decaimiento) radioactivo. En lo que resto del libro estos temas se consideran en forma más detallada y con mayor profundidad, pero para este resumen inicial no se requiere tanto.
En microfísica se utiliza como unidad de energía el electronvoltio, eV (1 eV es la energía adquirida por un electrón cuando su potencial electroestático disminuye en 1 V), junto con sus múltiplos tomados de 10^3 en 10^3: el keV (kilo electronvoltio, 10^3 eV), el MeV (mega electronvoltio, 10^6 eV), el GeV (giga electronvoltio, 10^9) y el TeV (tera electronvoltio, 10^{12}). La relación con el J es 1 eV = 1.6×10^{-19} J.
Los núcleos atómicos son sistemas compuestos de nucleones (protones y neutrones) enlazados a través de interacciones muy fuertes y de muy corto alcance en comparación

con las interacciones de los electrones en el átomo. El número de nucleones se representa con el denominado número másico A, el número de protones se representa por el número atómico Z y el número de neutrones por N=A-Z. Algunos núcleos son estables. Otros son inestables: son radioactivos. Los núcleos radioactivos decaen (se dice, en forma equivalente, que estos núcleos **se desintegran**) emitiendo radiación electromagnética (fotones o rayos gamma) o corpuscular (radiación alfa (es decir núcleos de helio), radiación beta negativa (electrones), radiación beta positiva (positrones), y neutrones. Los nucleidos (tipos de núcleo) se representan con el símbolo del elemento químico correspondiente indicando el número de masa y el número de protones: ${}^{A}_{Z}X$ Los **isótopos** poseen el mismo Z (las mismas propiedades químicas) pero diferente número de masa A. Por ejemplo, en el caso del uranio: ${}^{238}_{92}U$ y ${}^{235}_{92}U$. También puede escribirse ^{235}U y ^{238}U puesto que el símbolo del elemento químico (U en este caso) determina el número atómico sin ambigüedad (92 en el caso del U).
La desintegración de una población numerosa $N(t)$ de núcleos radioactivos verifica la relación $\left({}^{dN}/_{dt}\right) = -\lambda \cdot N$ donde λ es la constante de decaimiento, característica del nucleido que se desintegra.
Si N_0 es el número de núcleos inicial, entonces $N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$ De esta ecuación se desprende que $T_{\frac{1}{2}} = \frac{ln2}{\lambda}$ es el tiempo luego del cual el número de núcleos se reduce a la mitad. Estos tiempos se hallan comprendidos entre milésimas de segundo y miles de millones de años, dependiendo del isótopo.
La actividad $A = -\left(\frac{dN}{dt}\right)$ de una población de núcleos que decaen se mide en becquerel (Bq) siendo 1 Bq = 1 desintegración por segundo. Todavía se utiliza el curio (Ci), sus múltiplos y submúltiplos: 1 Ci = 3.7 × 10^{10} Bq.

Durante la fusión nuclear dos núcleos livianos (generalmente, aunque no necesariamente, isótopos del hidrógeno) se combinan para formar un núcleo más pesado, liberando energía durante el proceso. Combinada con la energía gravitatoria, esta es la fuente de energía de las estrellas. Desde comienzos de la década del cincuenta del siglo pasado, las reacciones de fusión se pueden inducir en forma explosiva, descontrolada, sirviendo de base para las bombas de hidrógeno (bombas H). Pero por el momento, trabajando con un horizonte de treinta años como referencia, no se avizora la posibilidad de liberar esta energía en forma sostenida y controlada en máquinas con un rendimiento adecuado como para a ser integradas en una central de potencia comercial. Así pues, aunque en principio, en combinación con las energías renovables (puestas a punto), se la pueda considerar como una tecnología capaz de resolver los problemas energéticos y ambientales actuales, de hecho, es una tecnología inmadura, todavía en etapa de investigación. Por este motivo, tampoco será considerada.

Las reacciones de fisión nuclear, por el contrario, son la base de una tecnología madura para la conversión de energía nuclear en energía eléctrica. En los sistemas nucleares de potencia las reacciones de fisión se producen en una máquina especial, el reactor nuclear. En el interior del reactor se mantiene una población de neutrones libres que al ser capturados por ciertos núcleos atómicos (núcleos que forman parte del denominado combustible nuclear) provocan la fragmentación de estos núcleos. Esta fragmentación se acompaña de liberación de neutrones y conversión de energía cinética en calor. La liberación de neutrones permite mantener el número de fisiones por unidad de tiempo y por ende una producción sostenida de calor.

En la medida en que el reactor nuclear es una fuente de calor, corresponde a la caldera de las centrales que queman combustibles fósiles o biomasa. No obstante, existe una diferencia fundamental entre una caldera y un reactor nuclear. La llama no se ve afectada por las variaciones en los flujos de agua y la fracción de vapor en los tubos de la caldera, de modo que se requiere una acción de control externa para modificarla. Por el contrario, la potencia térmica de un reactor se ve afectada por el flujo y la temperatura de entrada del refrigerante, así como por su fracción de vacíos a la salida, entre otras variables. Esta dependencia, que le permite a algunos tipos de reactores seguir espontáneamente a la turbina y responder así a una variación en la demanda de carga proveniente de la red, también puede originar inestabilidades (muy diferentes por cierto a las que pueden observarse en las calderas) dependiendo del nivel de potencia térmica en el que opera el reactor. Debido a la relevancia de la potencia térmica del reactor, en la tecnología nuclear energética se insiste en la distinción entre la potencia térmica nominal producida en el núcleo del reactor (MW (t)) y la potencia eléctrica nominal producida por el alternador (MW (e)).
Atendiendo a la potencia eléctrica que pueden producir, los reactores de potencia se clasifican (siguiendo una sugerencia de la División de Potencia Nuclear del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) de NNUU) en pequeños (hasta 300 MW (e)), medianos (de 300 a 700 MW (e)) y grandes (más de 700 MW (e)). Como la eficiencia termodinámica de la mayor parte de las centrales nucleares actuales se encuentra en general comprendida entre un 33 y un 37%, la tercera parte o algo más de la potencia producida por las reacciones de fisión se transforma en potencia eléctrica: el resto del calor de fisión se pierde, excepto en el caso en el que una parte de este calor se utilice para otro fin, tal como la producción de hidrógeno.

1.1 La energía de fisión y su liberación controlada en los reactores nucleares

En las reacciones de fisión un núcleo pesado de un isótopo del uranio (^{235}U o ^{233}U) o bien del plutonio (^{239}Pu) se fragmenta en dos, a veces tres, núcleos más livianos, luego de capturar un neutrón. La energía liberada por fisión en todos los casos de interés está próxima a 200 MeV. El frenado de los fragmentos nucleares en el material que contiene al núcleo atómico original produce calor. Como valor de orientación, la fisión de todos los núcleos de ^{235}U contenidos en un gramo de uranio de composición isotópica natural es suficiente para generar 1 MW-día de energía térmica. Para generar la misma cantidad de calor es necesario quemar 4 toneladas de carbón de valor calorífico típico. Esto conlleva la producción de 14 toneladas de CO2 que deben retenerse o liberarse a la atmósfera.
El número de neutrones producidos en cada reacción de fisión varía generalmente entre 2 y 4, aún para un mismo núcleo pesado de partida. La casi totalidad de estos neutrones son emitidos en forma prácticamente instantánea con la reacción de fisión, pero un pequeño porcentaje es emitido durante la cadena de transformaciones de los productos de fisión, con retardos de entre algunos segundos y algunos minutos: se denominan neutrones retardados y hacen posible el control del reactor. Como cada reacción de fisión consume un neutrón, pero produce dos o más neutrones, en principio las fisiones se pueden incorporar en una reacción en cadena en un material apropiado: el combustible nuclear. Los fragmentos de masas intermedias, que se forman como consecuencia de una reacción de fisión, se denominan productos de fisión. No siempre son los mismos, aunque el núcleo que fisiona sea el mismo. Son radioactivos, por lo cual decaen a su vez emitiendo radiaciones. Los núcleos resultantes de este decaimiento (desintegración) son en general inestables y decaen nuevamente. Se produce así una cadena de elementos radioactivos que se transforman uno en otro hasta alcanzar una

estructura nuclear estable. Acompañando esta cadena de desintegraciones se produce calor en cantidades significativas, debido a lo cual, aún en un reactor detenido (con las reacciones de fisión en cadena interrumpidas) se precisan mecanismos de refrigeración con el fin de preservar la integridad del combustible y otros componentes del denominado núcleo del reactor. Todo esto contrasta marcadamente con lo que ocurre en una caldera que quema un combustible fósil o biomasa: la producción de calor desaparece al desaparecer la llama.

El núcleo del reactor comprende siempre un ordenamiento geométrico preciso del combustible nuclear, junto con fluido refrigerante, elementos de medición y barras de control absorbentes de neutrones, así como elementos estructurales que soportan a los demás componentes del núcleo. Estos elementos permiten implementar un balance entre la producción, la absorción y la fuga de neutrones hacia el exterior del sistema tal que la cadena de fisiones puede mantenerse en estado estacionario (estado crítico) produciendo energía calorífica en forma continua y constante, en un nivel pre-establecido (pero dentro de ciertos límites variable) de potencia térmica. En los reactores destinados a producir potencia estos componentes están contenidos en un recipiente con aberturas para la entrada y salida del refrigerante, para deslizar las barras de control, para permitir el pasaje de sondas y para el recambio de los elementos combustibles. El recipiente del reactor y los demás sistemas que involucran materiales considerablemente radioactivos se encuentra a su vez en un recinto conocido como la **isla del reactor**.

Las velocidades de producción, absorción y fuga de neutrones dependen de la composición, del tamaño y de la forma del reactor. El estado del núcleo del reactor en lo que al balance de neutrones se refiere se puede resumir en un parámetro sin dimensiones: **la reactividad**. Si este parámetro toma valores positivos, aumenta la población de neutrones libres y por ende la potencia térmica producida por el reactor: se dice que el reactor diverge o que está en un estado supercrítico. Si es negativo, la población de neutrones y la potencia disminuyen, y se dice que el reactor se encuentra en estado subcrítico. Finalmente, si la reactividad se mantiene igual a cero, la población de neutrones y la potencia se mantienen estacionarias y se dice que el reactor está en **estado crítico**. Las dimensiones y las propiedades de los materiales necesarios para que un reactor pueda alcanzar el estado crítico y producir potencia en forma de calor en los niveles requeridos se pueden estimar, con muy buena aproximación, por cálculo matemático. La masa de combustible que permite alcanzar el estado crítico se conoce como masa crítica del reactor.

Cuando un reactor comienza a operar con una carga de combustible fresco, posee un exceso de reactividad que se equilibra mediante bancos de barras de control y venenos (absorbentes de neutrones) solubles. Durante el quemado del combustible la composición del núcleo del reactor se modifica: desaparecen núcleos físiles (^{235}U y ^{239}Pu) por fisión, y aparecen nuevos núcleos a partir de las transmutaciones de los fragmentos de fisión y de la conversión de los núcleos fértiles (^{238}U y ^{232}Th) en físiles (^{239}Pu y ^{233}U respectivamente). A medida que aumenta el grado de quemado se incrementa la concentración de absorbentes parásitos de neutrones en el combustible (que producen absorciones no conducentes a fisiones) lo cual disminuye la reactividad. Pero los venenos solubles desaparecen, lo cual aumenta la reactividad. Las variaciones de temperatura y densidad de los materiales del núcleo se acompañan a su vez de modificaciones en su reactividad. Todo esto se equilibra y en última instancia se controla mediante la introducción o la extracción de barras absorbentes de neutrones.

1.2 Reactores rápidos y reactores térmicos:

Los neutrones producidos en las reacciones de fisión son en general muy energéticos (neutrones rápidos). Es posible diseñar y operar un reactor de fisión con estos neutrones: son los denominados reactores rápidos o reproductores, porque en condiciones adecuadas pueden producir más combustible nuclear que el que consumen para funcionar. Pero la casi totalidad de los reactores actuales funcionan en base a neutrones térmicos, obtenidos a partir de los neutrones rápidos mediante colisiones con los núcleos de materiales conocidos como moderadores. Estas colisiones van disminuyendo las energías cinéticas a los neutrones hasta el equilibrio térmico con los materiales que forman el núcleo del reactor. Como consecuencia, los núcleos de estos reactores, conocidos como reactores térmicos, deben contener materiales especialmente aptos para moderar neutrones. En los núcleos de los reactores rápidos estos materiales deben ser evitados.

1.3 Clasificación y descripción de los reactores de potencia más comunes

El 90 % de los reactores térmicos de potencia actuales son reactores refrigerados y moderados con agua liviana (agua común desmineralizada). Se pueden distinguir dos tipos de reactores moderados y refrigerados con agua liviana:

PWR: Estos son, por lejos, los reactores más comunes. Son reactores de agua presurizada, en cuyo núcleo no se permite formación de vapor en cantidades significativas manteniendo una presión de aproximadamente 15 MPa.
El esquema que aparece en la Figura 1 muestra que el agua refrigerante recorre en estado líquido una y otra vez un circuito primario, impulsado por una bomba de circulación y a presión estrictamente controlada a través de un dispositivo especial denominado presurizador.

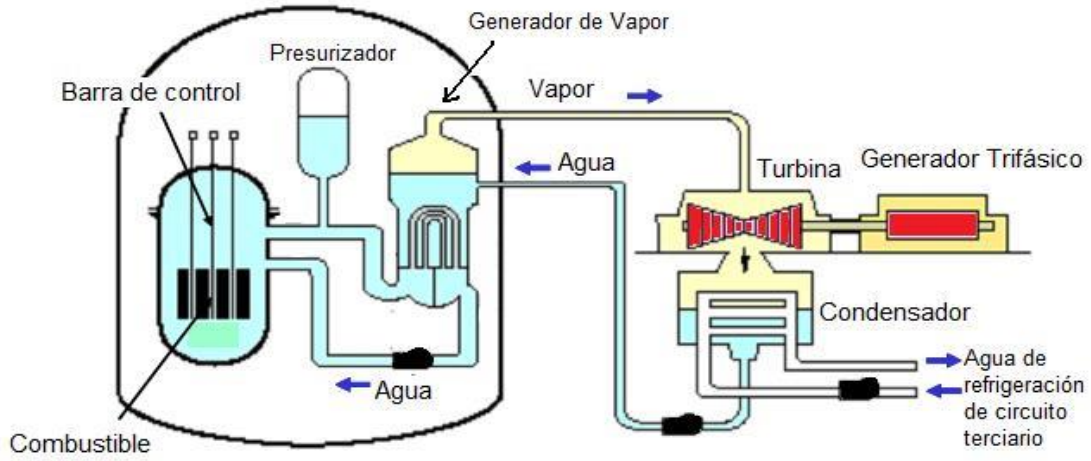

Figura 1.1– Esquema de una central con un reactor PWR

Después de haber recibido el calor de fisión, el refrigerante sale del núcleo del reactor en fase líquida y va a un intercambiador de calor (el generador de vapor) en cuyo circuito secundario se forma el vapor. El vapor se dirige a la turbina, la mueve y se

condensa atravesando un segundo intercambiador de calor (el condensador). El calor entregado en el condensador es enviado a un cuerpo de agua (río, lago o agua costera marítima) o a una torre de enfriamiento.

Algunos reactores presentan más de un circuito primario (generalmente dos o cuatro) cada uno con su bomba y su intercambiador de calor, y su correspondiente circuito secundario, grupo turbogenerador, etc.
La versión soviética original del PWR, conocido como VVER, genera 440 MW(e) a través de dos circuitos primarios que producen vapor para dos grupos turbogeneradores de 220 MW(e) cada uno. Es posible operar la central a la mitad de la potencia nominal, con una sola turbina activa. Pertenecen a la rama civil de reactores de la antigua URSS.

En la Figura 1 se pueden observar las barras de control entrando verticalmente en el núcleo por la parte superior del recipiente de presión del reactor. La totalidad del circuito primario se encuentra dentro de una estructura de contención que define la denominada isla del reactor. No se muestran las válvulas de admisión del vapor a la turbina, las secciones de la turbina ni otros dispositivos y subsistemas que son iguales o similares a los de las centrales térmicas convencionales. Las eficiencias de las plantas con PWR se encuentran generalmente entre el 33 y el 35 %.
BWR: Reactores de agua en ebullición, en cuyo núcleo se forma una proporción significativa de vapor que es separado y enviado directamente a la turbina.
Así no aparece el circuito primario de alta presión propio del PWR. El resto de los procesos ocurren como en un PWR.
La presión se mantiene próxima a 7.5 MPa.
La densidad de potencia térmica en un BWR es menor que en un PWR, debido a lo cual poseen núcleos de mayor tamaño que los PWR a igualdad de potencia térmica. Los elementos combustibles son parecidos, pero no iguales, a los de un PWR.
La Figura 2 muestra un esquema de un BWR. Obsérvese las bombas destinadas a hacer recircular agua líquida en el interior del recipiente que contiene el núcleo del reactor.

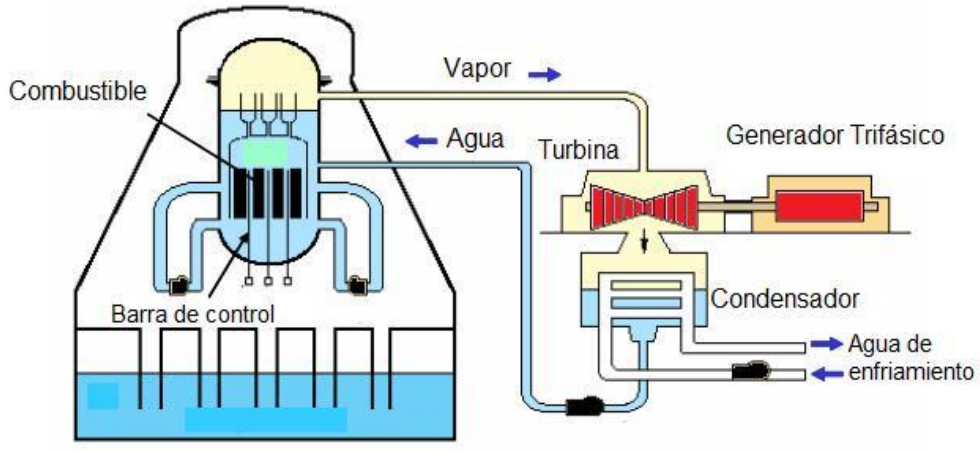

Figura1. 2 – Esquema de una central con un reactor BWR

El flujo de recirculación se suma al flujo de agua proveniente del condensador y asciende a través de los canales en los que se encuentran apilados los elementos de

combustible. Aunque no aparece explicitado en el esquema, en una planta de potencia con un BWR la isla del reactor involucra también el circuito del vapor, puesto que este circuito atraviesa el núcleo del reactor y una fracción del hidrógeno ^{1}H del agua se transmuta en ^{3}H que es radioactivo. En general la eficiencia de una planta con BWR supera el 35 % y en los diseños avanzados puede aproximarse o incluso superar al 37 %.

Otros tipos de reactores, no tan comunes (comprenden el 10 % de los reactores de potencia actuales) pero también utilizados en plantas nucleares de potencia y sobre los cuales se dispone de amplia experiencia, son:

PHWR: Reactores térmicos de agua pesada presurizada, en el que el moderador (y muchas veces el refrigerante) son agua pesada en la cual los átomos de hidrógeno se encuentran sustituidos por uno de sus isótopos estables, el deuterio. Este tipo de reactor puede funcionar utilizando uranio natural, no enriquecido. En lugar de un recipiente de presión presentan numerosos tubos de presión paralelos y horizontales, en cada uno de los cuales se ubican los elementos de combustible. Las eficiencias de las plantas con PHWR son similares a las de las plantas que operan con PWR.

Los reactores rusos de tipo RBMK poseen numerosos tubos de presión verticales, emplean uranio natural como combustible, gafito como moderador y agua liviana como refrigerante. Por diseño se produce una fracción significativa de vapor en la parte superior de los tubos. Si bien se han utilizado para conversión nucleoeléctrica, a diferencia de los VVER ya mencionados, pertenecen a la rama militar de reactores de la antigua URSS. De este tipo es el reactor involucrado en el accidente de Chernóbil.

HTGR: Reactores térmicos de temperatura elevada, con un circuito primario con gas como refrigerante, un circuito secundario con agua liviana y un generador de vapor que lo conecta con el circuito primario, grafito como moderador. El grafito posee una capacidad calorífica grande que atenúa los transitorios térmicos y sus propiedades permiten operar a temperaturas más elevadas que las empleadas por los reactores moderados con agua. En las versiones avanzadas las eficiencias de las plantas con reactores refrigerados con helio alcanzan el 40 % o más.

LMFBR: Reactores rápidos con tres circuitos, un circuito primario de sodio metálico líquido como refrigerante del núcleo (para evitar la moderación de los neutrones), un intercambiador de calor intermedio, un circuito secundario también de sodio líquido operando a una presión un poco mayor que la del primario (para que si se establece una conexión entre ambos por una rotura en los tubos del intercambiador de calor el sodio no radioactivo del secundario entre en el primario radioactivo, y no ocurra el proceso inverso), un generador de vapor y un circuito terciario de agua liviana (circuito del vapor) que involucra la turbina. Ver Figura 3.

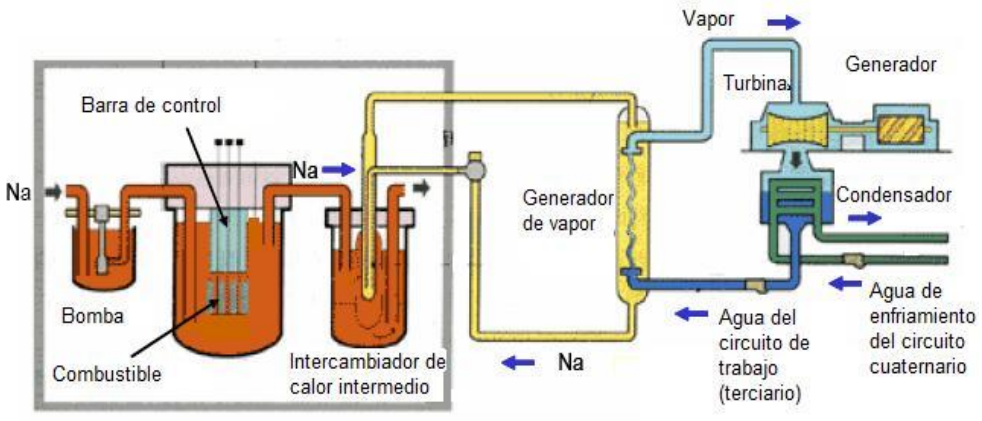

Figura 1.3- Esquema de una central con un LMFBR

El sodio permite operar a temperaturas más elevadas, lo cual eleva el rendimiento termodinámico de la central a más del 40 %.

1.4 Ciclo del combustible nuclear

El ciclo de un combustible fósil comprende:
-Exploración para identificar la ubicación, la cantidad y la composición de los recursos disponibles.
-Operaciones de perforación o de minería para traer el recurso a la superficie, en una forma que permita ser procesada.
-Procesamiento o refinamiento para convertir el material en bruto en un producto final.
-Consumo del combustible para la producción de energía.
-Disposición de los desechos generados en cada parte del ciclo
-Transporte de los materiales de una a otra etapa del ciclo.

El ciclo del combustible nuclear es más complejo por las razones que se establecen a continuación:

-El único material físil (es decir, que por sí mismo puede originar una reacción nuclear en cadena auto- sostenida), que se presenta formando parte de los minerales de la corteza terrestre, el ^{235}U, en todos los depósitos de uranio conocidos posee una abundancia de aproximadamente 0.7 %. El 99.3% restante está formado por ^{238}U y vestigios de ^{234}U.

-Los demás materiales físiles, ^{233}U y ^{239}Pu se forman a partir de materiales fértiles durante el quemado del combustible basado en ^{235}U dentro del reactor.

-Todos los materiales componentes del ciclo de los combustibles nucleares poseen componentes radioactivos, en cantidades que varían desde poco significativas a muy significativas.

-Una reacción nuclear en cadena auto sostenida puede también ocurrir fuera de un reactor, si se dan ciertas condiciones. Han ocurrido este tipo de procesos denominados accidentes de criticidad en plantas de reprocesamiento de combustible y durante ciertas maniobras de reconfiguración, incluyendo

desplazamientos fuera de la piscina del reactor, de las placas de combustible en reactores de investigación cuyo núcleo posee geometría variable.

-Finalmente, la misma reacción nuclear en cadena que se puede utilizar para la generación de energía eléctrica se puede aplicar en un arma explosiva.

Estas cinco características propias del combustible nuclear hacen que el ciclo de este combustible presente diferencias muy significativas respecto de los ciclos de los combustibles fósiles normalmente utilizados para generar potencia eléctrica.
Los yacimientos de uranio de interés comercial pueden presentar entre un 0.15 y un 0.3 % en peso de uranio.
Se pueden obtener de 1 a 4 kg de uranio natural a partir de una tonelada de mineral. No obstante, como el mineral es de 30 a 50 veces más eficiente, por tonelada bruta, que el carbón, y como los impactos ambientales de la minería son proporcionales al número de toneladas extraídas, se advierte que en este aspecto la energía nuclear lleva una clara ventaja.

Los recursos de uranio, descubiertos y recuperables a un costo inferior a 130 dólares/kg de uranio, se estiman en 5,7 millones de toneladas. Los recursos no descubiertos que se podrían extraer a un costo similar se estiman en 6.3 millones de toneladas de uranio. Si se tienen en cuenta los minerales de torio, las reservas de combustible nuclear se cuadriplican.
Por lo demás, los métodos de extracción del mineral de uranio no presentan diferencias significativas con los métodos utilizados para extraer otros minerales.
Las diferencias aparecen en la fase siguiente, cuando el mineral es molido y sufre los procesos que conducen a la fabricación de la denominada “pasta amarilla” de óxidos de uranio relativamente puros (pero no enriquecida en ^{235}U).
En forma resumida, el material extraído del yacimiento debe ser: (1) triturado y molido, (2) lixiviado en medio ácido para disolver y separar los metales del contenido no metálico.
El contenido metálico así obtenido en forma de solución liquida, debe ser procesado a su vez mediante resinas de intercambio iónico para separar el uranio de los otros metales. Luego, a partir del uranio así separado, se procede a fabricar la pasta amarilla, que presenta un 80% de un óxido compuesto, el $U_3 O_8$
Los residuos sólidos de estos procesos, denominados colas, son algo radioactivos, y todavía poseen por lo general suficiente uranio (^{238}U) para producir escapes de gas radón (^{222}Rn) hacia el ambiente.
Como el radón decae rápidamente (su tiempo de decaimiento es de 3.8 días) es suficiente recubrir el material de las colas con un material que impida el pasaje del radón antes de que decaiga.
Un 85% de los materiales radiactivos naturales que se encuentran en el yacimiento de uranio permanecen en las colas. No obstante, la radioactividad por unidad de peso del material de las colas es mucho menor que la radioactividad por unidad de peso de combustible quemado por las plantas nucleares. Los efluentes líquidos que llevan reactivos químicos usados en la fabricación del óxido de uranio plantean problemas ambientales análogos a los que plantean otros procesos relacionados con el tratamiento de minerales.

1.5 Desechos radioactivos y alternativas para su gestión

Desde la etapa de minería, pasando por la fabricación y el uso del combustible, hasta su disposición final, se generan residuos, que en la industria nuclear se conocen como desechos.
Durante un tiempo la cuestión de los desechos de la industria nuclear civil se consideró como de importancia secundaria, debido a que los volúmenes anuales generados son pequeños en comparación con los producidos por otras actividades industriales. Según datos provenientes de la Unión Europea, por cada m^3 de residuos radioactivos de todo tipo, se producen 100 m^3 de residuos industriales tóxicos de todo tipo y 10000 m^3 de residuos industriales totales.
De ese metro cúbico de residuos radioactivos, menos de una décima parte son los denominados residuos de alta actividad, que pueden constituir un serio problema desde el punto de vista ambiental.

Se han propuesto dos tipos de solución, técnicamente factibles:
(a) No reprocesar el combustible usado y almacenarlo en un recinto de confinamiento construido en estratos geológicos profundos y estables. Esta es la solución escogida por USA, hasta la actual administración en la que está siendo revisada.
(b) Reprocesar el combustible para extraer los componentes todavía utilizables, y reducir así el volumen de residuos. Esta solución es la que ha estado poniendo en práctica Francia. Se acondiciona el pequeño residuo no utilizable integrándolo en una matriz vítrea fácil de almacenar.

Una reacción en cadena natural involucrando neutrones y uranio parece haber ocurrido hace 2000 millones de años en Gabón.
Se desarrolló en forma intermitente durante miles de años produciendo una potencia térmica estimada del orden de los kilovatios.
El descubrimiento e investigación del reactor nuclear natural de Oklo reafirmó la viabilidad de la idea de disposición final de los residuos vitrificados en estratos geológicos estables y lo bastante profundos.

Recientemente se ha podido demostrar la factibilidad de una alternativa a este tipo de disposición final de los residuos de alta actividad, que se producen como consecuencia del reprocesamiento o directamente como consecuencia de un ciclo de combustible abierto: se los puede transmutar en isótopos de vidas medias mucho más breves.
Los actínidos, en particular los elementos situados más allá del uranio en la tabla periódica son los principales responsables del intervalo de tiempo del orden de los miles de años durante el cual los desechos de alta actividad pueden ser peligrosos.
Los ensayos de transmutación e incineración en un reactor rápido (el Fénix) realizados por AREVA durante los últimos cinco años han demostrado que es posible acortar ese intervalo a menos de 500 años.
La Figura 4 resume estos resultados experimentales.

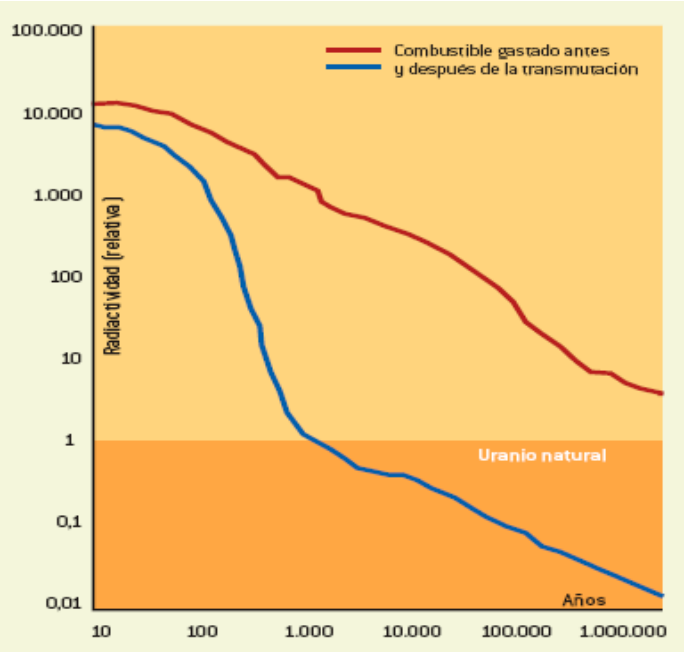

Figura 1.4: Diferencia entre la evolución de la radioactividad con y sin incineración del combustible gastado en un reactor rápido (o en un sistema subcrítico conducido por un acelerador)

Esto resolvería en principio el problema de los desechos. Pero para implementar una solución de este tipo en la práctica hay todavía un largo camino por recorrer: posiblemente unos 30 años.

Los incidentes y accidentes en centrales nucleares de potencia, los accidentes en plantas para reprocesar el combustible quemado y en barcos de transporte de combustible nuclear, así como la asociación entre combustibles, reactores y bombas, que por desinformación establece la gente, reforzaron la caída en las actividades de investigación en torno a los reactores rápidos y otras máquinas, como los sistemas sub-críticos conducidos por aceleradores de partículas que pueden cumplir el mismo rol que los reactores rápidos en la incineración y transmutación del combustible quemado.
Desde comienzos del presente siglo esas actividades de I+D se reanudaron con vigor, pero los problemas a resolver han probado ser difíciles.
No cabe esperar contar con una flota de incineradores capaz de tratar una parte significativa del combustible quemado de los reactores térmicos hasta dentro de varios decenios.
Un proyecto bastante exitoso, típico de los esfuerzos que se están realizando, es el denominado INCA (INCinerador por Acelerador) de la Comisión de Energía Atómica de Francia.

La Figura 5 resume en un esquema las dos modalidades de ciclo de combustible basado en el uranio: el ciclo abierto y el ciclo cerrado. Estas dos modalidades caracterizaron la gestión del combustible durante el siglo pasado.
Ahora se ha establecido un consenso a favor del reprocesamiento del combustible.

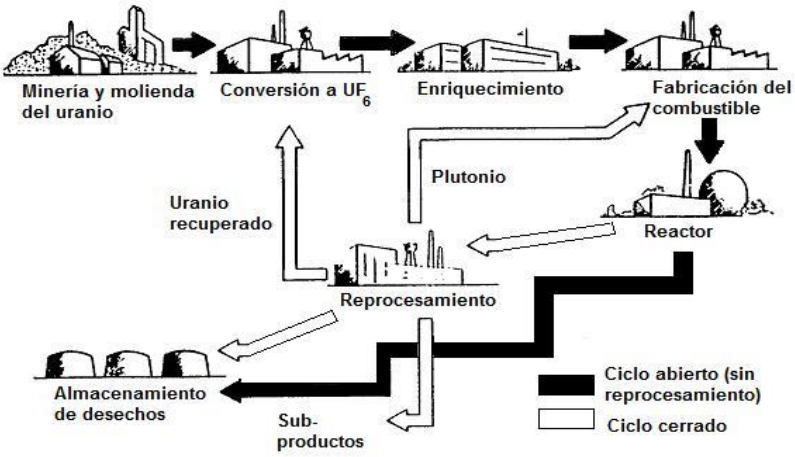

Figura 1.5: Esquema de los ciclos del combustible nuclear (abierto y cerrado).

1.6 Enriquecimiento del combustible

El único material físil (es decir, que por sí mismo puede originar una reacción nuclear en cadena auto- sostenida), que se presenta formando parte de los minerales de la corteza terrestre, el ^{235}U, en todos los depósitos de uranio conocidos posee una abundancia inferior al 1%. El 99% restante está formado por ^{238}U, que es fisionable y fértil, pero no físil.

A diferencia del ^{235}U y del ^{233}U que son físiles porque no presentan un umbral de energía para fisionar por captura de neutrones, el ^{238}U es fisionable porque presenta un umbral de energía para la fisión. Solo fisiona cuando captura neutrones rápidos, de más de 1 MeV.

Un núcleo se denomina fértil si puede producir un núcleo físil por captura de un neutrón. El ^{238}U fértil origina por transmutación nuclear el ^{239}Pu, que es físil.

Si bien es perfectamente posible construir un reactor cuyo combustible esté formado por uranio natural (los primeros reactores utilizaban óxidos de uranio natural como combustible y grafito como moderador) ese reactor debe operar con neutrones térmicos y no es posible utilizar agua liviana como moderador.

Si se quiere construir un reactor rápido, o bien en un reactor térmico se desea utilizar agua liviana a la vez como moderador, y como refrigerante, es necesario aumentar la proporción de ^{235}U respecto de la de ^{238}U: se debe enriquecer el combustible, ejecutando un tipo de proceso conocido como separación isotópica.

Se conocen más quince métodos para la separación de isótopos de uranio.

No obstante, solamente la difusión gaseosa, la centrifugación, la separación aerodinámica, la separación electromagnética y al parecer la separación utilizando luz láser se han implementado en forma rutinaria.

Para reactores térmicos los enriquecimientos no superan el 5 %, mientras que para reactores rápidos un enriquecimiento del 15 % resulta ya adecuado. Se ha acordado a nivel internacional no superar el 18 % de enriquecimiento en combustibles destinados a uso civil. Por encima del 20 % se estima que se pueden utilizar con fines militares o terroristas.

En general todo el tema del enriquecimiento de soluciones de uranio preocupa bastante a nivel internacional, debido a posibles usos militares o terroristas de las tecnologías. Se requiere de un reactor nuclear para producir plutonio destinado a una bomba A (de fisión), para la conversión del ^{238}U en ^{239}Pu. Una vez separado el plutonio del uranio,

generalmente es necesaria una prueba previa a la obtención de un explosivo operativo. Por el contrario, para preparar un material combustible adecuado para armar un artefacto explosivo operativo basado en ^{235}U no se precisa reactor alguno, ni prueba previa, sino solamente disponer de uranio natural en cantidad suficiente y un método de enriquecimiento apropiado. Una bomba atómica de fisión opera con neutrones rápidos porque durante su funcionamiento no hay tiempo para disminuir la energía de los neutrones hasta niveles térmicos. La composición de los materiales que constituyen el explosivo nuclear es muy diferente al combustible de los reactores de potencia, tanto rápidos como térmicos. Los reactores, por como son diseñados y construidos, no pueden explotar como las bombas atómicas.

1.7 Gestión del combustible en el núcleo del reactor

A medida que los isótopos físiles en el combustible van desapareciendo debido a las reacciones de fisión con los neutrones libres en el núcleo del reactor, la concentración de productos de fisión va aumentando. Se dice que el combustible se va quemando. El combustible se halla subdividido en unidades (los elementos de combustible, que en los reactores más comunes ascienden a varios centenares) cuyo ordenamiento espacial caracteriza la geometría del núcleo del reactor. Con el fin de utilizar en forma óptima el combustible del reactor, cuando el grado de quemado (expresado en MW-día por tonelada) alcanza un valor preestablecido, el elemento de combustible es relocalizado dentro del núcleo.

Cuando el quemado del material llega a un valor crítico, se retira el elemento combustible del núcleo y se lo almacena en un sitio especial dentro del predio de la central. Se lo mantiene en condiciones adecuadas hasta que su nivel de actividad disminuye lo suficiente como para ser reprocesado o preparado para su disposición definitiva en un sitio que se considere capaz de albergarlo en condiciones seguras, en principio durante miles de años, hasta que su actividad se reduzca a niveles ambientales. Una vez transcurridos 40 años la actividad del material combustible alcanza un 0.1 % del nivel que tenía al removerlo del núcleo, pero todavía es peligroso. La Autoridad Reguladora Nuclear de USA estima en 10 000 años un intervalo tiempo luego del cual el combustible quemado no plantea riesgo alguno desde el punto de vista de la protección radiológica y seguridad nuclear.

El reprocesamiento del combustible que ha alcanzado un grado crítico de quemado permite extraer el ^{235}U todavía presente en el material, así como el ^{239}Pu formado a partir de capturas de neutrones por el ^{238}U mayoritario y fértil.

Un reactor que convierte parte de los núcleos fértiles en núcleos físiles se denomina reactor convertidor. Todos los reactores lo son en alguna medida, aunque la conversión pueda no ser significativa. Con el fin de tener una idea de las masas, enriquecimientos de combustible y porcentajes de conversión en reactores térmicos, se puede considerar un reactor de agua liviana de 3000 MW (t), de los que comenzaron a operar en la década de 1970. Un reactor semejante requiere una carga inicial de 75 toneladas de combustible enriquecido desde el 0.7 al 3.5 % en ^{235}U. Los elementos de combustible se pueden utilizar en promedio durante tres años antes de alcanzar un grado de quemado que haga aconsejable retirarlos del reactor. Se los puede sustituir en tres etapas, cada una involucrando 24 toneladas de combustible enriquecido al 3.25 %.

Para producir una carga se emplearon 156 toneladas de uranio natural, que contenía 1.1 toneladas de ^{235}U. Durante el proceso de enriquecimiento pueden perderse 325 kg de este isótopo que permanece en las 132 toneladas de uranio empobrecido al 0.25 % en ^{235}U. De los 775 kg de ^{235}U que forman parte del combustible, fisionan 555 kg. En consecuencia, al salir del reactor el combustible presenta 220 kg de ^{235}U, al cual debe

añadírsele 145 kg de ^{239}Pu producido a partir de la conversión de 271 kg de ^{238}U fértil, siempre presente y mayoritario en el combustible. Estas cantidades igualan el potencial energético de 64 toneladas de uranio natural. Así pues, un reactor de agua liviana a partir de 92 toneladas netas de uranio consume 555+271=826 kg de uranio total. Se aprovecha el 0.9 % del uranio natural. En general, con la tecnología actual de reactores térmicos, se utiliza solo un 1 % del uranio inicialmente presente en los elementos combustibles.
Con la tecnología de reactores rápidos se podría utilizar prácticamente el 100 % del uranio, pero esta tecnología todavía presenta algunos problemas para su implementación masiva y exitosa en centrales de potencia.
No obstante, se han construido y operado, conectados a la red, varios reactores de potencia basados en neutrones rápidos, como por ejemplo el reactor francés Super-Fénix (de 1200 MW(e)) y el ruso BN-600 (de 600 MW(e)).

El reprocesamiento o el uso civil de plutonio inicialmente separado con fines militares, hace posible una tecnología de reactores térmicos que emplea óxidos mixtos de ^{235}U y ^{239}Pu (MOX) en el combustible nuclear y que mejora el porcentaje de aprovechamiento de los materiales físiles.

1.8 Licenciamiento y regulación de las actividades relacionadas con la conversión nucleoeléctrica:

Todas las grandes estructuras, máquinas y unidades de procesos presentan siempre y en alguna medida, riesgos para sus propietarios, operarios y público en general. Para proteger a sus poblaciones y a los ecosistemas de estos riesgos, en el caso de la conversión nucleoeléctrica los países utilizan unas instituciones especializadas, las autoridades reguladoras nucleares (ARN), que actúan con recursos propios, apoyadas en una infraestructura legal, y con independencia de las comisiones de energía atómica o de los departamentos de energía de los gobiernos. De momento, si bien hay tratados y recomendaciones internacionales que orientan las decisiones sobre muchos temas relacionados con la energía nuclear, la responsabilidad última en la toma de decisiones es de cada país.
En los países que manejan la totalidad del ciclo del combustible, la ARN regula y habilita todas las actividades, desde la minería y el procesamiento de los minerales de uranio o torio, el quemado del combustible en los reactores, el transporte y eventual reprocesamiento, y la disposición de los desechos. Estas atribuciones deben delimitarse claramente de y complementar las atribuciones que poseen las agencias ambientales o mineras del gobierno.
Además de lo concerniente al ciclo de combustible, la ARN regula las actividades directamente relacionadas con las centrales nucleares. Estas actividades se pueden agrupar en una etapa de construcción, una etapa de operación y una etapa de decomiso una vez finalizado el ciclo de vida útil de la planta.
La etapa de construcción incluye la presentación de un proyecto de planta nuclear de potencia, especificando las características de diseño y construcción tanto de los aspectos convencionales de la central como los específicos del reactor y sistemas asociados, enfatizando los aspectos relacionados con la seguridad. Además, se exige el planteo de una ubicación comparada con ubicaciones alternativas e incluyendo consideraciones de impacto ambiental y medidas de mitigación. Finalmente, se deben detallar las actividades a desarrollar luego de finalizada la vida útil de la central. En la evaluación de todo este material participan grupos de expertos y la población, a través de

mecanismos de audiencia pública. Cada vez que participa la población, se prevén mecanismos legales para la interposición de recursos ante la ARN y llegado el caso, ante el Poder Judicial. Si esto último ocurre, las demoras pueden ser muy significativas.
Una vez obtenido el permiso de construcción, esta comienza. Cuando ha avanzado lo suficiente, habiendo abarcado todos los detalles de diseño, y cuando los planes de operación se han completado, el postulante envía a la ARN un análisis final de seguridad, un informe ambiental actualizado y la solicitud de licencia de operación. Estos documentos son revisados por expertos y sometidos a escrutinio público. Si estas etapas se cumplen satisfactoriamente, la ARN puede autorizar la operación de la planta.
Finalmente, la etapa de decomiso de una planta nuclear requiere un tiempo prolongado y el proceso debe ser estrictamente controlado, debido fundamentalmente a la radioactividad de los materiales inducida por neutrones en la isla del reactor.
Con el fin de agilitar todo este proceso, por lo general engorroso y siempre complejo, las autoridades reguladoras han comenzado a licenciar por separado diversos tipos de reactores de potencia, a solicitud de los fabricantes. Si el postulante plantea una central basada en uno de estos tipos, el proceso se acelera considerablemente.
Pero por ahora **no existe un mecanismo de licenciamiento internacional**, ni siquiera una estandarización del diseño de reactores de potencia. Cada país debe dotarse de una infraestructura adecuada para su ARN y lidiar con el problema.
Algunos países que se han venido incorporando recientemente al grupo de los que disponen o se proponen disponer de centrales nucleares, han toman como modelo las reglamentaciones y procedimientos de la Autoridad Reguladora Nuclear de USA. Hacerlo puede conducir a excluir ciertos tipos de reactores, como los PHWR que se vienen utilizando sin dificultades en Canadá, la India y Argentina desde hace muchos decenios, pero que en USA no serían admitidos.

1.9 Seguridad y medidas de seguridad en reactores de potencia

Un reactor puede considerarse como seguro si es capaz de auto-estabilizarse, dentro de ciertos límites. Estos límites deben abarcan las condiciones de operación normal, incluyendo los transitorios asociados con la operación y una buena parte (no todas) de las contingencias que es razonable esperar. Un reactor es capaz de auto-estabilizarse cuando frente a una excursión de potencia que induce un aumento de temperatura en el combustible y en el refrigerante, con una modificación concomitante en la densidad de los materiales y una variación en la distribución de las energías de los neutrones, el resultado neto es una disminución de la reactividad del núcleo del reactor. Una reactividad nula se asocia con un reactor operando en régimen, entregando una potencia constante al refrigerante; una reactividad positiva se asocia con un transitorio que presenta una potencia creciente; una reactividad negativa se asocia con un transitorio que presenta una potencia decreciente. Hay varios mecanismos pasivos de auto-estabilización que pueden contrarrestan los efectos de un incremento accidental de la reactividad con la consiguiente excursión de potencia que aparece asociada. Actúan como mecanismos de retroalimentación negativa, asociados a variables tales como temperatura y densidad en el núcleo del reactor. Cuando la potencia aumenta, aumentan las temperaturas y disminuyen las densidades. En un reactor bien diseñado estas modificaciones producen una disminución de la reactividad asociada a mecanismos de retroalimentación negativa. Si esa respuesta se produce lo bastante rápido, tiende a disminuir o acotar la potencia: la disminución en la reactividad, debida a mecanismos pasivos tiende ya, por si sola, a contrarrestar la perturbación en la potencia,

disminuyéndola. Si fuera suficiente, frente a una perturbación en la reactividad, tendería a regresar el estado del reactor a su régimen de operación normal.
Además de estos mecanismos pasivos, los reactores poseen mecanismos de control activos (barras de ajuste fino y grueso de la reactividad) que actúan en operación normal en un corto plazo. Si la perturbación en la reactividad no es demasiado rápida ni demasiado grande, permiten controlarla en la forma activa en la que generalmente se ejerce el control de los sistemas en ingeniería.
No obstante, pese a todos los esfuerzos de diseño y construcción tendientes a lograr que la reactividad responda de modo de estabilizar en forma efectiva al reactor, esta capacidad para auto-estabilizarse puede en algunos casos ser insuficiente. Por lo cual se recurre a las **medidas de seguridad**. El objetivo de las medidas de seguridad, implementadas desde la fase de diseño y continuadas durante la construcción, el montaje y la operación de los reactores nucleares es impedir una liberación de radio-nucleídos que pudiera afectar la salud de los operadores de la planta o del público en general. Para ello se utiliza una estrategia de defensa en profundidad, empleando tres niveles:
(a) Prevención de la ocurrencia de sucesos que pudieran dañar los elementos combustibles o cualquier otro sistema del núcleo del reactor (condiciones de operación inherentemente estables, márgenes de seguridad mecánicos y térmicos, estructuras y componentes confiables y de propiedades bien conocidas).
(b) Protección mediante sistemas que detienen el reactor si se produce un evento que puede dañar el combustible y liberar productos de fisión en el interior del recipiente del reactor.
(c) Mitigación mediante sistemas que limitan las consecuencias de posibles accidentes, en caso de que ocurran.
Todo lo anterior se acompaña de un conjunto de barreras físicas tal que cada una de ellas incluye a todas las que le preceden y actúa en caso de que todas las barreras previas hubieran fallado.
Los productos de fisión en un reactor en operación se encuentran en su mayoría atrapados en el material cerámico de elevado punto de fusión que contiene al combustible nuclear (generalmente cilindros o esferas, según el tipo de reactor).
El tubo de aleación metálica que contiene a su vez al material cerámico constituye de por sí una segunda barrera.
El recipiente de presión que contiene al núcleo del reactor se diseña y construye con una resistencia mecánica le permite soportar presiones y gradientes térmicos considerablemente mayores que los asociados con la operación normal: constituye una tercera barrera. En algunos modelos de reactor se tienen tubos de presión en paralelo en lugar de un recipiente de presión único.
El recipiente de presión se encuentra a su vez contenido en una estructura de contención de acero y hormigón, que constituye una cuarta barrera a prueba de impactos externos y explosiones internas.

1.10 Accidentes en instalaciones nucleares

Mientras las centrales nucleares se encuentran operando normalmente, no constituyen un peligro debido a que las autoridades reguladoras de los distintos países imponen límites muy estrictos a las emisiones admitidas de materiales radioactivos. Lo mismo ocurre con las plantas de reprocesamiento de combustible en operación normal, y con el resto de los procesos involucrados en el ciclo del combustible.

No obstante, es bien sabido que en tecnología no es posible garantizar procesos de potencia siempre estables ni prever y evitar todas las posibles rupturas o disfunciones de tuberías, dispositivos o máquinas. En una sociedad tecnológica los riesgos (probabilidades de sufrir un daño) asociados a numerosas actividades pueden ser extremadamente pequeños, pero no son nulos. Piénsese simplemente en la chance de que un accidente de tránsito conduzca a la muerte de varias personas.
En el caso de un reactor de potencia, el peligro más importante se encuentra en el enorme inventario radioactivo del núcleo. El peor suceso concebible es en este caso un accidente con liberación al ambiente de una parte de este inventario, como ocurrió en el caso de Chernóbil en el cual una explosión química esparció un 5% del inventario. Este accidente se analizará posteriormente en este libro.

Además de accidentes en un reactor, puede producirse y se han producido accidentes de criticidad en plantas de reprocesamiento de combustible (un conjunto de material combustible configura una masa crítica) o durante el transporte de desechos nucleares.
Entre los eventos que pueden iniciar un accidente en una central nuclear se tienen:
(a) La pérdida del flujo de refrigerante que extrae el calor producido por las reacciones de fisión en el combustible.
(b) La pérdida de volumen de refrigerante (por una rotura en el correspondiente circuito que lo transporta).
(c) La pérdida de un sumidero de calor (que puede conducir a un aumento inconveniente de la temperatura del refrigerante que entra al núcleo, como ocurre si se pierde la transferencia de calor al circuito secundario (PWR) o directo a la turbina (BWR).
(d) La inserción no controlada de reactividad que acelera bruscamente la cantidad de fisiones por unidad de tiempo, y por ende la producción de calor en el combustible.
(e) La pérdida de energía eléctrica en la planta. Los estudios probabilísticos de seguridad indican que una vez que se ha perdido la energía eléctrica de la planta, en sí un evento de probabilidad extremadamente pequeña, aumenta significativamente la probabilidad de que se produzca un accidente serio. Esto es lo que ocurrió durante algún tiempo en la planta de Fukushima I y desembocó en el conocido accidente nuclear en Japón.

En los informes preliminar y final de seguridad que se deben presentar ante la autoridad reguladora para su aprobación y obtención de las correspondientes autorizaciones para construir y operar el reactor, se debe analizar un conjunto de accidentes severos hipotéticos iniciados por los eventos mencionados previamente u otros eventos iniciadores posibles, como el impacto de un avión Boeing 767 sobre el edificio del reactor, y se debe demostrar que la planta puede operar, aún en esos casos, sin riesgos indebidos para la salud y la seguridad del público. Estos accidentes, denominados **accidentes básicos de diseño**, se analizan en base a suposiciones que tienden a exagerar las consecuencias de la falla y se utilizan para diseñar las características de seguridad de la central. En el diseño de las estructuras de contención de los reactores por lo general no se contemplan como accidentes básicos de diseño los que pueden provocar el bombardeo con explosivos de alto poder utilizando aviones militares o los ataques con misiles provistos de cabezas explosivas perforadoras de bunkers.
Además de los informes de seguridad, se debe presentar un informe en el que determina el impacto ambiental de un abanico aún más amplio de accidentes posibles, sobre la base de suposiciones más realistas y menos conservadoras que las empleadas en los informes de seguridad.

Dentro del costo total de operación y mantenimiento de la planta se encuentra el costo de los seguros contra accidentes y sus consecuencias. Las mejoras en el diseño, en los materiales, en los procedimientos de construcción, en la operación y en el mantenimiento de las centrales nucleares de potencia han permitido alcanzar niveles de seguridad tales que la preocupación fundamental del público bien informado estriba ahora en la disposición final de los desechos y no tanto en la posibilidad de accidentes relevantes, que en el estado actual de cosas casi se descartan.

Pero es importante constatar que en el mundo se encuentran todavía en operación centrales cuyos reactores y sistemas auxiliares fueron diseñados a comienzos de la década del sesenta y puestos en funcionamiento en la década del setenta del siglo pasado. Este es el caso de los BWR de la central nuclear de Fukushima I involucrados en el grave accidente ocurrido el 11 de marzo del corriente año como consecuencia del terremoto y el tsunami en Japón.
En todos los casos los reactores de las centrales ubicadas en la zona afectada por el terremoto (centrales de Onagawa, Fukushima I y II, y Tokai), que se encontraban en funcionamiento en ese momento, se detuvieron por la entrada de las barras de seguridad y en todos los casos comenzó normalmente la refrigeración en parada del núcleo, necesaria durante varios días para evacuar el calor residual debido a la desintegración de los productos de fisión. La llegada del tsunami detuvo los generadores diesel de Fukushima I, pero no afectó la capacidad de generación de emergencia de las demás centrales. Pese a que la central de Onogawa está a la mitad de distancia del epicentro en comparación con Fukushima I (lo cual, en igualdad de las demás condiciones, implica un daño mucho mayor) permaneció en parada segura. En Fukushima II (distante solo 11 km de Fukushima I pero con reactores de diseño más moderno, puestos en funcionamiento en la década del ochenta) el único incidente fue una explosión del hidrógeno que se utiliza para refrigerar los devanados de uno de los alternadores, lo cual no tiene nada que ver con lo nuclear. También la central de Tokai permaneció en parada segura.
No obstante, en la central de Fukushima I se produjo una severa cadena de accidentes nucleares, cuyas características no tienen precedentes en la historia de la generación nucleoeléctrica. Como consecuencia de estos accidentes (ocurridos en los seis reactores de la central, en cuatro de los cuales hay evidencia de daños en el combustible) se liberaron cantidades significativas de radioactividad al ambiente, fundamentalmente asociadas a explosiones de hidrógeno producido por la descomposición térmica del agua. Esto condujo a que el suceso se clasificó como un accidente en el nivel 7 del sistema de clasificación utilizado por el OIEA (el más grave, dentro del cual se ubica también el accidente de Chernóbil). Pero, a diferencia de lo que ocurrió en Chernóbil, en el accidente de Fukushima I no hubo muertes debidas a la radiación: la clasificación en el nivel 7 se hizo fundamentalmente sobre la base de la descarga de radioactividad a la atmósfera. Pese a que se requieren algunos años de trabajos de campo y estudios para obtener la información para una evaluación definitiva de un accidente como éste, una estimación preliminar indica que la liberación de material radioactivo ha sido inferior a la tercera parte del material liberado en Chernóbil (probablemente la décima parte).

1.11 Riesgos y detrimentos

Consideremos con más detalle el asunto de cuantificar las consecuencias de posibles accidentes. Esto es importante debido a posibles explosiones en la industria química o en la industria nuclear, y en general debido a las consecuencias de la liberación

accidental de grandes cantidades de energía almacenada, como luego de la ruptura de grandes presas hidroeléctricas.
El riesgo se puede definir como la probabilidad de que un efecto adverso ocurra durante un período de tiempo dado (por ejemplo, un año). El detrimento es el producto del riesgo por una medida de la severidad del daño. Con el fin de establecer comparaciones se intenta asignar medidas en términos monetarios, introduciendo algunas suposiciones que parecen adecuadas. De lo contrario, no es posible desarrollar el tipo de análisis cuantitativo de costos y beneficios que a menudo se emplea para tomar decisiones en una sociedad tecnológica. Pero por el momento no hay procedimientos de cálculo que sean aceptados a nivel internacional.

Para evitar dificultades relacionadas con la cuantificación del daño, un riesgo aceptable se puede definir a partir de la probabilidad de muerte de una persona de la población considerada, en algún momento durante un año, probabilidad que se puede estimar a partir de datos estadísticos.
Supongamos que la probabilidad de muerte de un hombre joven en la población de un cierto país resulte del orden de 10^{-4} por año, por todo concepto: lo que podría denominarse el "riesgo natural". Supongamos que, si trabaja en una industria segura, la probabilidad de muerte se incrementa en 10^{-5} por año. Si se trabaja en una industria como la minera, propensa a los accidentes, se añade una probabilidad de muerte de 10^{-4} por año. Parecería entonces que cuando el riesgo individual de muerte debido a una instalación tecnológica situada en la vecindad es significativamente menor, digamos que vale 10^{-6} por año, se lo podría tomar como un valor aceptable.
Se ha propuesto como riesgo aceptable para un accidente que provoque 10 muertes simultáneas un valor de 10^{-5} por año, y si produce 100 muertes simultáneas, el riesgo aceptable sería 10^{-7} por año.
Esto implica disminuir el riesgo de muerte aceptable individual a medida que aumenta el número de personas que mueren debido a un mismo accidente.
Tiene en cuenta que los accidentes ocasionales con muchas víctimas causan una gran conmoción social, a diferencia de las muertes por accidente distribuidas en todo un país a lo largo de un año.
Por ejemplo, en un país de la Unión Europea, como Holanda, pueden morir 2000 personas por año en accidentes de tráfico. La sociedad percibe esto como una consecuencia, desafortunada pero admisible, de una sociedad tecnológica, y no tiene dificultad en afrontarlo. Pero si mueren 2000 personas en un único evento como ocurrió en 1953 durante las inundaciones en las que las aguas del Mar del Norte sobrepasaron ampliamente las barreras de protección, la sociedad se ve conmocionada y se dispone de buena gana a poner recursos en un programa de defensa oneroso pese a que un evento de este tipo ocurre una vez cada 300 años.

En el caso de los accidentes en un reactor de potencia, se utilizan árboles de eventos para estimar riesgos de liberación de radioactividad al ambiente a partir de probabilidades asignadas a cadenas de sucesos alternativos y consecutivos.
Esta es una herramienta clásica de la teoría de la confiabilidad, muy utilizada en el diseño en ingeniería.
Lamentablemente probabilidades del orden de 10^{-5} o 10^{-6} por año y por reactor son difíciles de deducir a partir de datos reales, puesto que hasta el momento se cuenta con 13 000 años-reactor de experiencia de operación y esto si admitimos poner en el mismo grupo reactores de tipos y diseños diferentes. Pero el árbol de eventos resulta muy útil para comparar diferentes diseños de sistemas de seguridad de reactores.

1.12 El emplazamiento

La ubicación de un reactor exige tener en cuenta varios requerimientos en relación con los efectos de posibles accidentes, así como ciertos fenómenos que son específicos de la ubicación geográfica planteada (como terremotos, desplazamientos de grandes masas de agua asociadas a maremotos, inundaciones relevantes y tornados).
Se pueden establecer cuatro aspectos a considerar para evaluar la factibilidad de un emplazamiento propuesto.
El reactor mismo: sus características de diseño, su modo de operar, el inventario de radioactividad que cabe esperar posea, y las características de diseño que busquen prevenir o mitigar las consecuencias de una posible liberación de radioactividad al ambiente.
La densidad de población y los usos del ambiente en donde se propone instalar la central.
Las características físicas del sitio (características sismológicas, geológicas, meteorológicas e hidrológicas).
La eficacia de las medidas de protección contra las radiaciones propuestas si la densidad de población es elevada o las características físicas del sitio no son favorables, pero aún así se considera la posibilidad de ubicar un reactor nuclear de potencia. Por ejemplo, una central nuclear no debería situarse próxima a un aeropuerto, porque un avión podría chocar con ella; pero si la estructura de la planta se refuerza lo suficiente como para resistir el peor impacto concebible, la ubicación podría ser autorizada. De hecho, ya se diseña bajo esta suposición.
Además, importa la cercanía a un cuerpo de agua cuyas características le permitan actuar como fuente fría del ciclo termodinámico de la turbina, pese a que si fuera necesario pueden utilizarse torres de enfriamiento.

1.13 El tiempo que insume la construcción de una central nuclear

Ésta es una variable fundamental que se encuentra interrelacionada con muchas otras. Estas variables son de naturaleza muy diversa: desde los tiempos asociados con las distintas etapas que es necesario cumplir frente a la autoridad reguladora del país hasta los períodos de espera que pueden surgir debido, por ejemplo, a pasos limitantes introducidos por la capacidad de producción de unas pocas empresas que suministran componentes muy especializados.
Mientras que en Corea del Sur el período de construcción de una central con tecnología nacional ha podido abatirse a menos de 4 años, en USA, antes de la entrada en vigencia de la nueva normativa tendiente a agilizar el proceso, ese período solía ser de 8 a 10 años.

1.14 Los costos de la conversión nucleoeléctrica

Al igual que en el caso de las centrales térmicas convencionales, los costos de generación de las centrales nucleares se distribuyen en tres categorías: costos de capital (también llamados costos de construcción), costos de operación y mantenimiento, y costos del combustible.
Los costos directos de capital incluyen los costos del terreno, la estructura de la planta y demás facilidades situadas junto a ella, los componentes del reactor excluyendo el combustible, los componentes del equipo turbogenerador y para la transmisión de

potencia eléctrica, las retribuciones y otros costos asociados con los trabajadores que participan en la ejecución de las obras, materiales, etc. Los costos de contingencias se pueden asignar tanto a los costos directos como a los indirectos, e incluyen las demoras debidas a acciones de efecto retardatorio interpuestas por terceros frente a la ARN o a la justicia.

Los costos indirectos incluyen servicios profesionales de ingeniería, actividades de licenciamiento y supervisión de la construcción; equipamiento, facilidades y servicios temporarios durante la construcción; los gastos administrativos propios del dueño de la planta; el entrenamiento del personal de operación y los desembolsos asociados a la puesta en marcha de la planta; y un componente muy importante de intereses asociados a los fondos empleados para el diseño y construcción de la central.

Una vez determinados los costos de construcción se puede estimar una contribución anual al costo de generación durante un tiempo estimado de 60 años en el caso de la mayor parte de las plantas actuales. Los cálculos relacionados con la depreciación de la central se pueden basar también en un intervalo de operación de 60 años.

Como tanto los costos directos como los indirectos son muy dependientes de la duración del período de construcción y de las tasas de inflación que se produzcan, la reducción de esta primera etapa es fundamental para asegurar la competitividad de la energía nuclear en un mercado libre.

Los costos de operación y mantenimiento comprenden los sueldos del personal de planta, administrativos, de dirección, los materiales y suministros necesarios para el mantenimiento (incluyendo compuestos químicos para el reactor y los circuitos de la central, así como el manejo de algunos compuestos radioactivos, no relacionados con el combustible, producidos durante la operación del reactor), seguros, entrenamiento de nuevos trabajadores, actividades de relaciones públicas, y otros.

El costo del combustible que integra una carga del núcleo de un reactor de potencia se desprende del costo de los materiales y operaciones que condujeron a su producción y deben considerarse en el contexto del ciclo del combustible: el mineral de uranio extraído y procesado para producir pasta amarilla, eventualmente su enriquecimiento, la fabricación del combustible propiamente dicha y la gestión del combustible gastado. Únicamente con fines de orientación y en términos porcentuales, se puede adelantar la siguiente estimación para una planta nuclear de unos 1000 MW (e) y basada en un reactor de agua liviana de diseño avanzado actual:

Los costos de capital pueden ascender a un 70 % del costo total. Una estimación de los costos de operación y mantenimiento arroja que pueden ascender al 12 % del costo total. Un 1 % puede asignarse a las actividades de decomiso de la central, una vez que ha cumplido su ciclo de vida útil. Los costos asociados con el combustible en sí y su ciclo, ascienden entonces al 17 % del total.

1.15 Esbozo de la evolución de la tecnología de conversión nucleoeléctrica desde sus inicios hasta la actualidad: las generaciones I, II, y III.

Desde 1954 esta tecnología se viene utilizando para propulsión de navíos y para el suministro de energía eléctrica a las redes de transmisión, distribución y consumo.

Hasta el año 2009 se habían construido más de 150 navíos con propulsión nuclear (con un total de 220 reactores involucrados en propulsión marítima). Por motivos tanto técnicos como económicos, un informe reciente preparado para las compañías aseguradoras estima un incremento significativo en la construcción de buques mercantes a propulsión nuclear a partir de 2025.

En 1954 entró en funcionamiento en Ominsk, un pueblo situado cerca de Moscú, un reactor de uso civil capaz de generar 5 MW de potencia eléctrica. Su potencia fue

incrementada posteriormente hasta 50 MW y operó suministrando energía eléctrica al poblado hasta 2004.Se puso en servicio (a partir de 1954 y hasta fines de la década del sesenta) una primera generación de reactores de potencia conocida actualmente como **Generación I**.

Estos primeros reactores de potencia fueron diseñados para generar potencias eléctricas comprendidas entre los 30 y los 70 MW. Las potencias pequeñas de los primeros reactores se deben en parte a que la primera generación de reactores civiles refrigerados con agua nació en íntima relación con los reactores destinados a la propulsión naval, en particular los reactores para submarino. Así pues, no existen problemas tecnológicos que impidan construir y operar exitosamente reactores pequeños. Por el contrario, pueden presentar ventajas desde el punto de vista de la seguridad respecto de los reactores muy grandes.

Otros reactores, refrigerados con agua o con gas, se diseñaron para un uso doble: reactores de cría para producir plutonio con fines militares y al mismo tiempo utilizar el calor desprendido para producir vapor y mover un grupo turbina-alternador.

El uso militar fue el que orientó el diseño: por ejemplo, el de los viejos reactores ingleses basados en uranio natural, moderados con grafito y refrigerados con gas carbónico.

Estos reactores, así como los de la generación siguiente (desplegada a partir de fines de la década del sesenta y comienzos de la del setenta), conocida como **Generación II**, constituyen la mayoría de los que hoy generan potencia eléctrica, funcionan con neutrones lentos (reactores térmicos) y utilizan solo un 1% del ^{235}U en el combustible. Las potencias fueron aumentando considerablemente, pasando de los 300 MW eléctricos hasta cerca de 1200, fundamentalmente por razones de economía de escala.

Entre 1994 y 2004 la producción de electricidad de origen nuclear aumentó en 714 TW-h, un 40% respecto de la situación previa. Esto se debió a tres factores: en primer lugar, a un aumento notable de la disponibilidad de las centrales (el intervalo de tiempo durante el cual están generando dividido por la suma de la duración de este último intervalo con el período durante el cual no generan por diversos motivos, que puede superar holgadamente 0.9), en segundo lugar debido a la construcción de nuevas centrales, y en tercer lugar por el aumento de la potencia en las centrales ya existentes.

Los factores de disponibilidad superan holgadamente, por lo general, el 90 % sobre una base anual.

Las nuevas centrales de mediados de la década del noventa poseen reactores de la así llamada **Generación III**. Si bien los reactores de tercera generación presentan numerosas mejoras respecto de los reactores de la Generación II, (entre ellas un uso más eficiente del combustible y una eficiencia termodinámica mayor), distan mucho de lo que resultaría aceptable para hacer sustentable el recurso energético.

La mayor parte de estos nuevos reactores generan potencias superiores a los 1000 MW (e), inclusive próximas a los 2000 MW (e).

No obstante, en la India y la China se han venido instalando algunas unidades de 200 MW (e), de fabricación propia.

1.16 Las generaciones III+, IV y más allá.

Se ha convenido en el OIEA definir dos generaciones adicionales de reactores de potencia: los avanzados y los innovadores.

Los reactores avanzados presentan modificaciones significativas realizadas sobre diseños clásicos sobre los que existe ya una amplia experiencia de construcción y operación. Estos reactores integran la generación III+, como el EPR franco-germano (en

versiones con potencias entre 1600 y 1850 MWe), el ABWR (1500 MWe), el APWR (1700 MWe), el Westinghouse AP-600 (600 MWe), y otros.
Los reactores innovadores presentan características tales que los separan de los diseños clásicos e integran, junto con los reactores rápidos la denominada **Generación IV** de reactores, todavía en desarrollo.

Un avance significativo en la seguridad de los reactores que se ha venido incorporando en los modelos avanzados y sobre todo en los modelos innovadores, es concebir e implementar la estrategia de defensa en profundidad en base a mecanismos pasivos que operan siempre que sea necesario porque son el resultado de las leyes naturales.
A diferencia de los mecanismos activos de defensa, que requieren una implementación de sistemas de control cuyos sensores, controladores y actuadores requieren de un suministro especial de energía para poder operar, los mecanismos de seguridad pasivos operan siempre.

Se estima que las centrales nucleares del futuro basadas en reactores de gas capaces de operar a temperaturas muy elevadas podrían llegar a alcanzar eficiencias próximas al 55%, si se resuelven los problemas de ciencia de materiales todavía pendientes de solución y se combina una turbina que recibe gas directamente del reactor con una segunda turbina que recibe vapor producido en un intercambiador de calor a partir del gas caliente que abandona la primera turbina.

Desde hace varios años se vienen investigando los denominados reactores híbridos. Estos son sistemas subcríticos formados por combustible gastado de reactores térmicos, que alcanzan la criticidad debido a una fuente externa de neutrones. Los neutrones se producen por el impacto de un haz de protones, acelerados en un acelerador de partículas, sobre un blanco apropiado. Este último puede ser el mismo plomo fundido que actúa como refrigerante, puesto que el sistema funciona sobre la base de neutrones rápidos y entonces el refrigerante no debe poseer propiedades moderadoras. Además de permitir el aprovechamiento del combustible quemado de los reactores térmicos, los sistemas híbridos pueden, al igual que los reactores rápidos, incinerar los nucleidos de vida larga contribuyendo a dar solución al problema de la disposición final de los desechos radioactivos.

1.17 Consideraciones generales acerca del estado de la tecnología de conversión nucleoeléctrica en 2010

Según el informe del Director General del OIEA, “Examen de la Tecnología Nuclear-2010”, presentado en agosto de 2010, por ese entonces operaban 437 centrales nucleares en 31 países, con una capacidad total de generación de 372 GW (e). Generaban tanta electricidad como se generaba en 1960 a partir de todas las fuentes existentes combinadas, aunque en 2010 era solo un 15 % de la generación eléctrica mundial. Además, se estaban construyendo 56 reactores con una capacidad de generación de 28 GW (e) y se habían planificado 100 más.
La expansión se centraba en Asia, fundamentalmente en China e India: 36 de los 56 reactores en construcción, así como 30 de los últimos 41 reactores nuevos conectados a la red se encuentran en Asia.

China se proponía pasar de 8,4 GW (e) de origen nuclear en 2010 a 40 GW (e) de origen nuclear en 2020. India se proponía alcanzar los 470 GW (e) de origen nuclear antes de 2050.
En marzo de 2009 la industria nuclear contaba con 13000 años-reactor de experiencia en operación de centrales nucleares.
En el año 2008 se inició la construcción de 10 nuevos reactores nucleares de potencia y en 2009 se inició la construcción de 12 nuevos reactores (la cifra más elevada desde 1985).
Por segundo año consecutivo volvieron a revisarse al alza las previsiones sobre el crecimiento futuro de la conversión nucleoeléctrica, realizadas las agencias y organismos relacionados con la energía.
Hasta que en 2011 aconteció el accidente nuclear en Japón, se habían fortalecido las tendencias a reconsiderar las políticas de restricción en el uso de la energía nuclear en los países de la Unión Europea que las habían adoptado desde el accidente de Chernóbil, o directamente se eliminaron, como en Italia.
Se extendieron los permisos de operación de varias centrales nucleares en USA y en la Unión Europea hasta por veinte años, extendiendo así sus vidas útiles hasta 60 años.
En total, 16 países obtenían al menos el 25% de su potencia eléctrica de la energía nuclear. Entre los países industrializados Francia obtenía algo menos del 80 %, mientras que Alemania, Japón, Corea del Sur y Bélgica obtenían más del 25 %.
De las 12 construcciones de reactores iniciadas en 2009, 10 se encontraban en Asia, al igual que las dos nuevas conexiones de reactores de potencia a la red.
Brasil ha previsto incorporar 10 centrales nucleares en un horizonte de treinta años, y participa, junto con otros países asociados a la empresa Westinghouse en el proyecto de desarrollo del reactor de potencia IRIS. Argentina, por su lado, viene desarrollando su propio reactor de potencia, el CAREM. Tanto el IRIS como el CAREM son de la clase de **reactores modulares deliberadamente pequeños**.

Las presiones generadas por los problemas ambientales (contaminación y efecto invernadero), en buena medida relacionadas con las centrales que queman combustibles fósiles, así como el incremento del precio de los combustibles y el incremento en la inseguridad del suministro de petróleo y gas, favorecieron la reconsideración del empleo de la conversión nucleoeléctrica en gran escala.
A vía de ejemplo, si en 2008 se hubiera duplicado el precio de todos los combustibles, entonces la electricidad producida a partir de la quema de carbón hubiera aumentado entre un 35 y un 45%, la generada a partir de gas natural hubiera aumentado entre un 70 y un 80%, mientras que la nuclear hubiera aumentado entre un 5 y un 10%.
Posiblemente este es uno de los motivos de la triplicación del número de proyectos de cooperación en tecnología nuclear energética del OIEA con países miembros, ocurrida en 2009 respecto de 2008 y de años anteriores. Estos proyectos ayudan a examinar el estado actual de las infraestructuras nacionales en vista del posible desarrollo de un programa nucleoeléctrico.

1.18 Perspectivas sobre los tamaños de los reactores nucleares: los reactores modulares deliberadamente pequeños

Durante las últimas décadas se redujo el número de fabricantes, y salvo excepciones, aumentó el tamaño de los reactores de potencia que se han venido instalando en los grandes países activos en relación con la conversión nucleoeléctrica. Aparte de numerosas empresas de ingeniería, fabricación de componentes auxiliares, y

asesoramiento técnico de apoyo a las empresas industriales que operan reactores de potencia con fines comerciales, la producción de reactores de potencia en sí se ha concentrado en grandes empresas como *Westinghouse-Toshiba*, *General Electric-Hitachi*, *AREVA-NP*, *ROSATOM*, *Mitsubishi*, e *Industria Pesada y Construcción de Corea*.
Los enormes recipientes de presión de los reactores que estas compañías requieren solo pueden ser fabricados en tres o cuatro lugares en el mundo. Esta situación produce un paso limitante que afecta negativamente los tiempos y los precios de suministro.
Por estos y otros motivos, las grandes compañías se han vuelto a plantear la fabricación de reactores pequeños o medianos, de potencias comprendidas entre 10 y 500 MW (e) o inclusive (caso de las centrales flotantes de ROSATOM) hace un tiempo que lo están haciendo. Ya se dispone de centrales nucleares de potencias comprendidas entre los 70 y los 200 MW (e) montadas en barcos. Están disponibles para ser alquiladas, operando durante tres años en lugares remotos, antes de regresar a la fábrica para las operaciones de mantenimiento que no pueden realizarse a bordo.

La fabricación en serie de reactores más pequeños presenta varias ventajas: permite eludir el efecto de escala que condujo a reactores cada vez más grandes, requieren menos inversión previa de capital de parte del comprador y le permiten ir añadiendo unidades a medida que se precisen, pueden adaptarse a redes más pequeñas o a sitios remotos que se encuentran eléctricamente aislados, permiten reducir los trabajos de construcción en el lugar de emplazamiento del reactor debido a que la mayor parte de los componentes se pueden producir en la fábrica, se les puede incorporar con mayor facilidad características de seguridad pasivas inherentes al diseño, y se pueden diseñar para aumentar el tiempo entre cargas de combustible o, inclusive podrían operar durante todo su ciclo de vida con una carga única (lo cual los posiciona mucho mejor desde la perspectiva de evitar la proliferación).
Las compañías estatales de diseño y construcción de centrales nucleares de India y China producen centrales de 200 MW (e) que son licenciadas por las ARN de cada uno de estos países. Téngase presente que de las dos nuevas conexiones de reactores nucleares a la red ocurridas en 2009, una de ellas, **Rajastán-5** en la India, fue un reactor de **202 MW (e)**.

1.19 La flexibilidad de las centrales nucleares

A menudo se afirma que las plantas nucleares deben ser empleadas para la generación de base, no solamente por razones económicas, sino porque son muy rígidas frente a una necesidad de variar la potencia siguiendo a la carga. Pese a que en algunos casos esto puede ser cierto, en general no lo es: dentro de ciertos límites que dependen del tipo de reactor y de sus mecanismos de control, la potencia se puede modificar sin desmedro de la seguridad.
Por ejemplo, los reactores franceses de Electricité de France, de tipo PWR, operan variando entre un 70 y un 100 % de su potencia nominal, según la demanda. Poseen bancos de barras de control especiales (barras grises) que, junto con otros dispositivos les permiten responder con rampas de hasta 10 % de incremento de potencia por minuto en intervalos limitados de potencia y de 5 % por minuto en casi todo el intervalo de diseño y en la mayor parte de las circunstancias.
Una situación similar se da con los reactores PWR y BWR alemanes, a los cuales la Autoridad Reguladora Nuclear germana les impone requisitos de flexibilidad muy

estrictos. En los BWR se alcanzan fundamentalmente sobre la base de modificaciones en los flujos de recirculación del refrigerante en el núcleo del reactor.

Una operación flexible de la planta nuclear exige tener en cuenta la cinética de formación y destrucción de productos de fisión que absorben fuertemente neutrones (como el xenón), controlando los perfiles espaciales de distribución de neutrones y los campos de temperatura en el núcleo del reactor. Los avances en física de reactores, en termo-hidráulica y en ingeniería de control de plantas nucleares (incluyendo tanto cadenas de medición de las variables físicas del núcleo como algoritmos numéricos y hardware de computación) han permitido construir e implementar mecanismos muy precisos para gobernar la dinámica del reactor respetando los límites establecidos por el diseño. Todos estos temas se consideran más adelante en este libro.

1.20 En suma:

El proceso de fisión es la base de la aplicación comercial de la energía nuclear con el fin de producir energía eléctrica.
Cuando un neutrón penetra en un núcleo de uranio-235 y produce la ruptura de ese núcleo en dos mitades de masas comparables, la energía cinética de cada uno de los fragmentos se transforma en calor.
El calor producido por los procesos de fisión que se desarrollan en el combustible nuclear es extraído por medio de un fluido refrigerante y es utilizado para generar vapor de agua.
El vapor se emplea para mover una turbina. La turbina mueve, a su vez, la máquina eléctrica rotatoria que genera energía eléctrica. La generación de energía eléctrica es el fin último de todo este conjunto de procesos.

Desde el punto de vista de la producción de energía calorífica, cada fisión de un núcleo de uranio 235 produce aproximadamente 100.000.000 de veces más energía que la oxidación de un átomo de carbono de un combustible fósil, para transformarse en CO_2: aproximadamente 200 MeV.

Las reacciones químicas involucradas en la oxidación de los combustibles fósiles, desde el punto de vista microscópico, consisten en reordenamientos de electrones en orbitales moleculares o atómicos con variaciones de energía del orden de 1 eV por electrón.
Las reacciones nucleares de fisión consisten en reordenamientos de nucleones con variaciones de energía asociadas del orden de 1 MeV por nucleón, neutrón o protón. Teniendo en cuenta que a cada electrón de un átomo le corresponde un protón en su núcleo, **el uso de la energía nuclear de fisión suministra una ganancia de** 10^6 **por átomo de combustible, en comparación con lo que se puede obtener a partir de los combustibles fósiles**. En principio, este factor de 10^6 debería venir acompañado de una reducción tanto en el volumen de combustible necesario para suministrar una misma cantidad de energía como en el volumen final de residuos, ambos en un factor de 10^6**.**
Además, el factor de un millón en la ganancia energética por protón es interesante en si mismo porque conecta tres etapas del empleo de la energía en las sociedades humanas.
En la época previa a la revolución industrial se utilizaba, en forma predominante, la energía gravitatoria de las masas de agua en los procesos de producción. Un protón que cae una distancia de 10 m produce una energía de aproximadamente 10^{-6} eV.
A partir de la revolución industrial la energía para los procesos de producción se obtuvo de la combustión del carbón, petróleo o gas, produciendo 1 eV por protón (en forma equivalente, por electrón) de cada átomo involucrado.

Al pasar de la sociedad industrial pre-nuclear a la sociedad industrial que utiliza la fisión nuclear (la sociedad nuclear, si se acepta denominarla de esta manera), la producción de energía por protón pasa a ser 10^6 eV.
De momento la energía de origen nuclear es una fracción no desdeñable pero pequeña (próxima al 5%) del total de la energía consumida por las sociedades humanas.
Debido a su origen histórico, estrechamente vinculado con el desarrollo de armas atómicas, iniciado durante la segunda guerra mundial y continuado en la guerra fría, las personas tienden a asociar la tecnología nuclear energética civil con la militar, transfiriendo a la primera los temores y rechazos que genera la segunda.
Los reactores nucleares, y las centrales nucleares de potencia, son sistemas complejos que pueden presentar inestabilidades de naturaleza muy diversa. Algunas pueden evolucionar en incidentes o accidentes. Al comienzo, desde el accidente de Three-Mile Island en 1979, y sobre todo luego del accidente de Chernóbil en 1986, hasta fines del siglo veinte, la preocupación se centró en los aspectos de seguridad de las centrales nucleares.
A partir de los primeros años del presente siglo, después de las considerables mejoras introducidas en todos los aspectos que hacen a la seguridad de los reactores y las centrales, el foco de discusión se trasladó a los problemas de largo plazo que plantea la gestión del combustible nuclear ya usado.
La reciente admisión generalizada, como un hecho, del cambio climático y sus consecuencias catastróficas, así como la admisión de una conexión causal con las emisiones de anhídrido carbónico y óxidos de nitrógeno, están conduciendo a un replanteo del rol de la tecnología nuclear energética en la generación de potencia eléctrica. No obstante, un renacimiento de la generación nucleoeléctrica como el que comenzó a vislumbrarse hasta el accidente nuclear ocurrido en Japón durante el año 2011 solo podrá reanudarse si la tecnología nuclear energética, después de una valoración objetiva de sus ventajas e inconvenientes, es aceptada por la mayor parte de la población.
En contraposición con la tecnología de conversión nucleoeléctrica basada en la fisión nuclear, las tecnologías basadas en la fusión de núcleos livianos, que por varias razones parecería que deberían ser preferidas frente a las tecnologías basadas en la fisión de núcleos pesados, están todavía demasiado atrasadas.
La fusión nuclear como posibilidad teórica efectiva se descubrió en 1936, estudiando la generación de energía en las estrellas. El primer prototipo de un reactor de fusión de investigación operativo podría estar finalizado durante los próximos años. Un primer prototipo de reactor de fusión, capaz de ser empleado en la generación comercial de energía eléctrica, podría estar disponible en algún momento en la década de 2050 o posteriormente.
La fisión nuclear se descubrió en forma experimental en diciembre de 1938.
El primer reactor de investigación comenzó a operar en 1942.
El primer prototipo de un reactor de potencia propiamente dicho estuvo listo en Hanford, en 1944 y el primer reactor que suministró energía eléctrica a un pueblo comenzó a operar en Ominsk, 1954.
Teniendo en cuenta la complejidad de los reactores nucleares, ni siquiera en relación con la electrónica aplicada en los ordenadores hay un caso comparable de avance tan rápido.

A diferencia de lo ocurrido con los reactores de fisión, podría ocurrir que el objetivo de implementar un reactor comercial de fusión no se alcance debido a problemas insospechados. Por ejemplo, relacionados con los materiales o con las inestabilidades en

el plasma que se debe formar como etapa preliminar en las dos vías principales de desarrollo de los reactores de fusión: la “caldera magnética” y el “micro big-bang”.
En ambos caminos falta un factor de 10 para alcanzar el éxito, pero la no linealidad del plasma no permite extrapolaciones ingenuas a partir del estadio ya alcanzado. [1]
Las vías alternativas que se han investigado, la fusión fría y la fusión sónica, no han demostrado su factibilidad, hasta el momento.
No obstante, después de más de 50 años de pensamiento único sobre el problema de la fusión, no debería descartarse la posibilidad de un giro inesperado.
El objetivo ha estado siempre más lejos de lo imaginado, sobre todo por la aparente constatación de que el intervalo de tiempo entre un descubrimiento físico, químico o biológico fundamental y sus aplicaciones prácticas parece ir disminuyendo hasta, en la mayoría de los casos a no más de 10 años.

Finalmente, un comentario en relación con el sistema eléctrico al que se conecta una central nuclear.
Generalmente es un complejo sistema de generación, transporte, distribución y consumo de potencia eléctrica, en el que se producen variaciones en la demanda durante un ciclo diario y sus modificaciones según las estaciones del año.
Para generar electricidad con el menor costo posible, se divide la demanda en una carga de base (mínimo de consumo durante un ciclo diario) y una demanda de pico (máximo de consumo durante un ciclo diario).
Las plantas generadoras de potencia eléctrica se pueden dividir, a su vez, en dos categorías: las que poseen un costo de combustible bajo pero un costo de capital alto, y las que poseen un costo de combustible alto pero un costo de capital bajo.
Para satisfacer la demanda de base se utilizan plantas caras de construir, pero baratas en gastos de combustible. Se las hace operar en forma continuada, excepto por las paradas de mantenimiento, de modo que los costos elevados de capital queden divididos por un número grande de kWh producidos, resultando así un costo de capital aceptable por kWh. Entre estas plantas se encuentran las nucleares.
Para satisfacer los picos de demanda de potencia, se utilizarán plantas caras en combustible, pero baratas en capital.
Además de las variaciones diurnas y anuales mencionadas, el sistema eléctrico suele presentar perturbaciones localizadas que pueden repercutir sobre el funcionamiento del grupo turbogenerador, y desde allí provocar una cadena de efectos hasta alcanzar la caldera o el reactor. También se pueden producir perturbaciones en cualquiera de los sistemas intermedios, que terminen influyendo sobre el estado de la caldera o el reactor.
La llama de las calderas de las centrales térmicas, y por ende la potencia térmica producida, se modifican solo por los mecanismos activos de control de la central.
En cambio, el ritmo de las reacciones de fisión en un reactor nuclear se modifica espontáneamente cuando se modifica la temperatura de entrada o el flujo de volumen del fluido que entra al reactor para transportar la potencia térmica generada.
Esta capacidad de respuesta pasiva, que en un reactor bien diseñado lo estabiliza frente a las perturbaciones comunes, e incluso en algunos casos le permite responder a las variaciones de la carga vista por la central sin necesidad de aplicar mecanismos activos

[1] En este aspecto la tecnología de los reactores de fusión es más complicada que la tecnología de los reactores de fisión. Estos últimos presentan no linealidades, como se verá posteriormente en el resto del libro, pero en las primeras etapas de desarrollo de los reactores de fisión, para describir y su funcionamiento en condiciones normales y efectuar el diseño de un reactor, se pudieron emplear modelos lineales junto con correcciones relativamente pequeñas.

de control, puede como veremos, en ciertas circunstancias especiales, originar problemas de estabilidad.

La conversión nucleoeléctrica presenta las siguientes fortalezas asociadas con el estado actual de la tecnología:
(a) La nuclear es una fuente firme.
(b) Los factores de utilización superiores al 90 % que presentan actualmente las plantas nucleares.
(c) Se construyen plantas con reactores pequeños, lo cual permite conectarlas a una red eléctrica como la nuestra sin tener que esperar un crecimiento significativo en la demanda.
(d) Los últimos adelantos técnicos en el control de la operación de los reactores de potencia hacen que la flexibilidad de gran parte de las plantas nucleares sea comparable a la de una central térmica basada en la quema de combustibles fósiles. Por razones puramente económicas puede ser conveniente operarlas a la potencia nominal, como generadores de base, por el bajo costo del combustible y el alto costo de la construcción de la planta.
(e) Es posible adquirir combustible para operar durante, digamos, 30 años, con la independencia que esto permite.
(f) La amplia y uniforme distribución de los minerales de uranio y torio (a partir de los cuales se puede producir combustible nuclear) en todas las regiones geográficas.
(g) Para una planta dotada con los reactores de agua presurizada, los reactores más comunes y sobre los que se tiene mayor experiencia a nivel internacional, es posible adquirir el combustible de uranio en muchas partes, incluyendo Argentina y Brasil.
(h) La elevación en el nivel de las ciencias aplicadas y de las ingenierías, junto con un incremento significativo de la capacidad industrial en áreas productivas convencionales que en nuestro caso pueden ser consideradas como estratégicas, efecto virtuoso que la experiencia de otros países muestra que es una consecuencia indirecta de la instalación y operación exitosa de una planta nuclear.

Pero por otro lado, además de las debilidades asociadas al estado actual de la tecnología de conversión nucleoeléctrica en cuanto tal (sobre todo relacionadas con la disposición final de los desechos radioactivos y con los elevados costos de capital asociados con demoras significativas en el proceso de licenciamiento durante las etapas previas a la puesta en marcha), en países con escaso nivel de desarrollo la tecnología nuclear energética presenta ciertas desventajas adicionales que deben ser sopesadas cuidadosamente en un estudio de factibilidad.
La única forma comprehensiva de evaluar la aceptabilidad de una instalación tecnológica es contemplar la totalidad de su ciclo de vida, incluyendo construcción, operación, gestión de residuos y desmantelamiento, todo ello referido al marco socioeconómico y sociocultural del país, y teniendo en cuenta que por lo general no hay beneficios sin efectos adversos.
Hasta cierto punto, los detrimentos asociados con posibles accidentes en los reactores se pueden estimar razonablemente. También se pueden estimar razonablemente ciertos sobrecostos, más o menos ineludibles en países escasamente industrializados, que en los países plenamente industrializados no aparecen.
Pero otros aspectos, como los relacionados con el destino final de los desechos o con la denominada proliferación (el uso para fines militares del combustible), no se pueden cuantificar. Además, siempre pueden subsistir dudas en relación con las suposiciones que posibilitan el cálculo de riesgos utilizando árboles de eventos y la estimación de

detrimentos que llevan implícitas suposiciones sobre aspectos tales como la salud y el bienestar de las personas.

En la antigua URSS la tecnología de conversión nucleoeléctrica se integró en la matriz energética a través de un proceso de planificación centralizado y se combinó sin dificultad con las aplicaciones militares, aparentemente sin resistencia de la población.
En Francia la posición equidistante de los dos grandes bloques instaurada por de Gaulle y el necesario desarrollo nuclear civil y militar independiente facilitaron la aceptación por la mayoría de una población en general propensa a los cuestionamientos.
En USA, después de una etapa de euforia inicial que duró hasta la década del sesenta, comenzó una etapa de cuestionamientos in crescendo de la opción nucleoeléctrica, por motivos tanto ambientales como políticos. Este estado de cosas se mantuvo hasta hace menos de dos décadas, con más del 60 % de la población en contra.
No obstante, la percepción de la población comenzó a modificarse con el comienzo del nuevo siglo, debido al cambio climático, a una inseguridad creciente en el suministro de petróleo y gas natural, a la situación de las energías renovables y al buen desempeño de las plantas nucleares durante la década del noventa. Antes del 11 de marzo del 2011, cuando se produjo el accidente nuclear en Japón, más de un 60 % de la población está a favor de incrementar la participación de la conversión nucleoeléctrica en la matriz energética.

2 Aspectos históricos de la tecnología nuclear energética

"Es posible que la radioactividad sea una propiedad general de la materia. Es natural pensar que toda materia sufre una evolución, pero que la lentitud de las transformaciones o la débil energía de las partículas emitidas, que escapan entonces a nuestros medios de investigación, nos producen una ilusión de estabilidad"
(Jean Becquerel, Curso de Física, Escuela Politécnica, París, 1920)

"La transmutación artificial de la materia es, pues, con las reservas antedichas, un hecho incontestable en casos muy limitados, y muy particulares. Hay que reconocer, no obstante, que no tiene prácticamente nada en común con el sueño de los que querían fabricar oro con plomo. Es posible que llegue un día en que se obtengan mejores resultados que en la actualidad.
Por otra parte, se supone que, cuando se consiga desintegrar los átomos y destruir la materia, se creará una cantidad de energía formidable, y las pulsaciones del mundo podrán extraer su fuerza de una nueva fuente de energía prácticamente ilimitada; pero ésta es una segunda esperanza cuya realización nos parece al menos tan lejana como la del primer sueño de los alquimistas"
(Jean Lemoine, Curso de Física, Conservatorio Nacional de Artes y Oficios, París, 1933)

2.1 Descubrimientos del neutrón y de la fisión nuclear; invención del reactor nuclear

Las nuevas tecnologías suelen aparecer más o menos gradualmente, durante varios decenios, por acumulación de conocimientos en ciencias básicas combinados con procesos de inventiva que originan a su vez los primeros desarrollos tecnológicos propiamente dichos.
La tecnología nuclear energética constituye una excepción a esta regla de relativa parsimonia en los desarrollos tecnológicos.
Nació junto con dos descubrimientos que para muchos científicos e ingenieros parecen haber resultado bastante inesperados: uno en 1932, el descubrimiento del neutrón por Chadwick, y otro en 1938, el descubrimiento de la fisión nuclear por Hahn y Strassmann.
Una vez efectuados estos dos descubrimientos, la etapa tecnológica sobrevino extremadamente rápido, bajo la presión de la segunda guerra mundial, en el marco de una carrera con dos competidores y sus programas nucleares militares: USA y sus aliados, por un lado, Alemania por el otro.
Así, para fines de 1941, Fermi había finalizado el diseño conceptual del primer reactor nuclear, que fue construido y puesto a operar exitosamente en 1942.
Si se tiene en cuenta que Irene y Fréderic Joliot-Curie (ambos ganadores del Premio Nobel de Física y dos de los mejores físicos nucleares experimentales de la época) se habían encontrado con el neutrón durante uno de sus experimentos, pero pensaron que era un fotón de energía muy grande, se puede valorar lo difícil e inesperado que fue el descubrimiento del neutrón, pese a que en 1921 Harkins había predicho su existencia.
Una vez descubierto el neutrón, se hizo posible comprender la estructura del núcleo atómico como un sistema de protones y neutrones y se contó con una partícula sin carga eléctrica que podía aproximarse a los núcleos con facilidad. Esto permitió a Fermi (y a otros científicos) producir y estudiar numerosas reacciones nucleares en el laboratorio y descubrir que muchos núcleos pueden reaccionar con mayor facilidad con los neutrones si la energía de estos se disminuye lo suficiente (neutrones moderados).
Vistas las cosas en retrospectiva, parecería que en algunos de los experimentos llevados a cabo por Fermi deben haber ocurrido reacciones de fisión nuclear. No obstante Fermi (premio Nobel de Física y uno de los más completos físicos de su tiempo) no interpretó

los resultados como indicadores de fisión: el descubrimiento de la fisión a fines de 1938 tiene que haber sido entonces algo bastante inesperado para muchos físicos, pese a que Szilard, en 1934 había especulado con la posibilidad de reacciones de fisión en cadena.

Desde la perspectiva tecnológica toda esta historia se puede dividir en dos:

Una etapa preparatoria que comienza con el descubrimiento de los rayos X y la radioactividad a fines del siglo XIX, y continúa hasta 1939. Además de incluir los dos descubrimientos desencadenantes de la tecnología nuclear energética, coincide con la primera fase del desarrollo de la física nuclear. Incluye el descubrimiento del núcleo atómico y sus propiedades fundamentales, junto con el nacimiento de las dos teorías más importantes de la física del siglo XX, la relatividad y la mecánica cuántica, que en conjunto suministraron las bases teóricas necesarias para el desarrollo de la física de los núcleos atómicos.
Una primera etapa tecnológica que se inicia en 1942 con la puesta en operación del reactor de Fermi, cuya potencia térmica era despreciable (un vatio) y finaliza en 1954 con la entrada en servicio del primer reactor generador de potencia eléctrica para una población civil, en 1954, en Omninsk, en las cercanías de Moscú y con la botadura del primer submarino con propulsión nuclear, el Nautilus (USA).
El primer reactor nuclear se construyó en el marco de un proyecto militar de investigación y desarrollo (el Proyecto Manhattan) cuyo objetivo final era la puesta a punto de una bomba atómica de fisión (bomba A).
La mayor parte de los reactores que se construyeron posteriormente, durante esta primera etapa de la tecnología nuclear energética, estuvieron destinados directa o indirectamente para usos militares: propulsión de naves de combate o producción de isótopos de uranio y plutonio para armas nucleares.
No obstante, en medio de todo este esfuerzo bélico, acicateado por la guerra fría entre USA y URSS, y la división del mundo en dos grandes bloques, surgió la tecnología nuclear energética civil y se encauzó a través de iniciativas tales como “Átomos para la Paz”.

Los siguientes son algunos de los hechos más destacables, que jalonan la etapa científica preparatoria de la tecnología y la primera etapa de ingeniería y ciencia aplicada propiamente dichas, desde la perspectiva de la generación nucleoeléctrica.

2.2 Etapa preparatoria:

•1895: descubrimiento de los rayos X por Röntgen

•1896: descubrimiento de la radioactividad del Uranio por Becquerel

•1897: descubrimiento del electrón por Thomson

•1900: fórmula de para la radiación de cuerpo negro, quantum de acción (h) e inicio de la física cuántica por Planck

•1905: teoría restringida de la relatividad por Einstein

•1911: descubrimiento del núcleo atómico, y modelo atómico nuclear por Rutherford

•1912: análisis isotópico por Thomson

•1913: primera teoría cuántica del átomo de hidrógeno por Bohr

•1919: descubrimiento de las transmutaciones nucleares y desarrollo del espectrómetro de masas por Aston

•1921: predicción de la existencia de los neutrones por Harkins

•1926 en adelante: desarrollo de la mecánica cuántica no relativista y relativista por de Broglie, Schrödinger, Heisenberg, Pauli, Born, Dirac y otros

•1932: modelo de celdas del núcleo, descubrimiento del neutrón por Chadwick y de la radioactividad artificial por Irene y Fréderic Joliot-Curie

•1934: descubrimiento de los neutrones retardados por Fermi y especulación sobre la posibilidad de reacciones en cadena por Szilard

•1935: hipótesis sobre el mesón y la interacción de intercambio protón-neutrón por Yukawa

•1936: modelo de núcleo compuesto para las reacciones nucleares y modelo de la gota líquida por Bethe y Weiszäcker

•1938: descubrimiento de la fisión nuclear por Hahn y Strassmann

•1939: confirmación del descubrimiento de la fisión por Meitner y Frisch. Teoría de la fisión basada en el modelo de la gota líquida por Bohr y Wheeler

2.3 Etapa tecnológica inicial

•1942: puesta a crítico del primer reactor nuclear (neutrones térmicos, uranio natural como combustible, grafito como moderador), Chicago, USA

•1944: puesta a crítico del primer reactor plutonígero, Hanford, USA

•1945: ensayo de bomba A (USA) y puesta a crítico del primer reactor de investigación de agua pesada (Canadá).

•1946: puesta a crítico del primer reactor a neutrones rápidos (USA)

•1950: puesta a crítico de un primer reactor de piscina (USA)

•1951: puesta a crítico de un reactor reproductor experimental a neutrones rápidos con generación de potencia eléctrica (USA)

•1953: ensayo de bomba H (URSS) e iniciativa “Átomos para la paz” (NNUU y USA)

•1954: botadura de submarino nuclear (USA) y puesta a crítico de un reactor a neutrones térmicos refrigerado a agua y moderado con grafito, que genera potencia eléctrica para un poblado (URSS).

2.4 El desarrollo de las Generaciones I, II, III, III+ y IV

Uno de los motivos que condujeron a la segunda guerra mundial fue el control de las fuentes de energía, esencialmente petróleo y gas natural.
Una vez finalizada la contienda, en previsión del agotamiento de los combustibles fósiles y ante el fracaso de los intentos de sintetizarlos en forma económica y a gran escala a partir de sustancias inorgánicas, se dispuso el desarrollo de centrales nucleares capaces de sustituir a las centrales térmicas que queman derivados del petróleo.
Se puso así en servicio (a partir de 1954 y hasta fines de la década del sesenta) una primera generación de reactores de potencia, muchos de ellos desarrollados a partir de los reactores de los submarinos, conocida actualmente como Generación I. Pero estos reactores, así como los de la generación siguiente (desplegada a partir de fines de la década del sesenta y comienzos de la del setenta), conocida como Generación II, que constituyen la mayoría de los que hoy generan potencia eléctrica, funcionan con neutrones lentos (reactores térmicos) y utilizan solo un 1% del uranio natural en el combustible.
Por el contrario, los reactores que funcionan con neutrones rápidos pueden aprovechar casi el 100% del uranio natural en el combustible. En su momento fueron considerados como la solución al problema de la energía en el mundo.
No obstante, el descubrimiento de nuevos yacimientos de hidrocarburos y gas natural pareció alejar a un futuro muy lejano la necesidad de dar una solución definitiva al problema de la energía. Así se detuvieron la mayor parte de las actividades de investigación y desarrollo de reactores rápidos en la mayoría de los países, con alguna excepción notable (Francia).
Ahora que el efecto invernadero y el cambio climático ocupan una posición central en la agenda de la época, la investigación sobre reactores rápidos ha adquirido nuevos bríos, integrando una parte sustancial de la denominada Generación IV de reactores, todavía en desarrollo.
Los reactores de las así llamadas Generaciones III y III+ comenzaron a estar disponibles a partir de mediados de la década del noventa. Si bien presentan numerosas mejoras respecto de los reactores de la Generación II, algunas de las cuales consideraremos más adelante (entre ellas un uso más eficiente del combustible), distan mucho de lo que resultaría aceptable para hacer sustentable el recurso energético.

2.5 La física de los núcleos y los modos de evolución de la materia

Frente a este despliegue de tecnología, cabe preguntarse qué aportó la física nuclear a todo esto, más allá de los conocimientos que se tenían, digamos, a fines de 1939. Y bien, al parecer muy poco. Pese al considerable progreso de la física nuclear desde 1947 hasta la fecha, la tecnología nuclear energética en su estado actual se basa en fenómenos nucleares conocidos ya en 1939, y utiliza esquemas interpretativos bastante elementales en relación con el estado actual de la física nuclear teórica.

Desde hace algo más de diez años, con la puesta en servicio de grandes aceleradores de iones pesados, la física nuclear experimental se ha renovado.

Algunos de los nuevos descubrimientos, ¿abrirán la puerta a otra etapa tecnológica que por ahora no podemos avizorar?

Sea como fuere, los grandes aceleradores de iones pesados están destinados a suministrar energías enormes y provocar colisiones brutales.
Las transmutaciones que sabemos provocar en el laboratorio, mediante colisiones en aceleradores de partículas, o en las entrañas de los reactores nucleares de investigación y de potencia, son operaciones y procesos más bien violentos.
Es cierto que las fuerzas repulsivas entre cargas eléctricas del mismo signo, cuando las cargas se encuentran separadas entre sí por distancias menores o iguales a las dimensiones de los núcleos atómicos, son enormes y del mismo orden de magnitud que las fuerzas nucleares. Por eso los núcleos que poseen un número de cargas positivas (protónicas) superior a un número crítico no presentan ya una barrera capaz de confinar sus nucleones. Estas fuerzas repulsivas tremendas son uno de los problemas que hacen tan difícil dominar la fusión nuclear y e impiden una liberación suave de esa energía, que es considerablemente mayor que la que obtenemos por la fisión.
Pero no sabemos hacer evolucionar la materia de otra forma, menos brutal.
Podemos hacer una bomba H (bomba de fusión) pero al menos por ahora, no podemos hacer un reactor de fusión para conversión de la energía de fusión en energía eléctrica.
Además, las posibilidades de evolución de la materia que podemos poner en práctica son bastante limitadas. En los elementos radioactivos, un núcleo inestable se destruye espontáneamente buscando un nuevo equilibrio. En la emisión de partículas alfa, un conjunto pequeño de nucleones (dos neutrones y dos protones) más fuertemente enlazados entre sí que con los nucleones vecinos, han adquirido suficiente energía como para atravesar la barrera de potencial que mantiene confinado al sistema de nucleones original.
Un núcleo del combustible en un reactor de fisión nuclear estalla en fragmentos porque al añadirle un neutrón su estructura interna se ha modificado y se ha hecho inestable, habiendo adquirido suficiente energía como para superar la mencionada barrera de potencial.
Así, la cinética de las reacciones nucleares tal como la conocemos y la podemos controlar hoy, se parece a lo que sería la cinética química en ausencia de catalizadores, capaces de generar situaciones en las que las barreras de potencial para determinadas reacciones disminuyen significativamente. No sabemos si existen o no otros procesos de evolución de los núcleos y sus átomos, si existe o no el equivalente a los catalizadores de la cinética química. Si existieran, cabría esperar que fuera posible solucionar los problemas de la tecnología nuclear energética de forma completamente diferente a la que se describe en este libro.

3 Radioactividad y reacciones nucleares

"Dos minerales de uranio, la pechblenda y la carcolita, son mucho más activos que el uranio mismo. Este hecho es notable y conduce a pensar que estos minerales pueden contener un elemento desconocido, mucho más activo que el uranio"
(María Sklodowska-Curie, anticipando el descubrimiento del radio en una comunicación a la Academia de Ciencias, Paris, 1898)

"Los elementos radioactivos son inestables: se desintegran emitiendo radiaciones y dando lugar a otros elementos, estables o inestables.
La desintegración de los elementos radioactivos sigue una ley probabilística.
Los elementos radioactivos poseen un período característico, tiempo necesario para que la mitad de la actividad desaparezca."
(Enunciado de las leyes de la radioactividad por Ernest Rutherford y Frederic Soddy, Toronto, 1903).

Los núcleos atómicos son sistemas de nucleones (neutrones y protones) que interactúan entre sí. Estos sistemas se encuentran confinados en una pequeña región del espacio, cuyas dimensiones se encuentran comprendidas entre los 10^{-15} y 10^{-14} metros, siendo entonces 10^4 veces más pequeños que los átomos de los que forman parte. Generalmente son lo bastante estables como para durar en promedio más de 10^{-8} segundos[2]. A los núcleos que son completamente estables se los denomina estables a secas. Los demás son radioactivos: decaen emitiendo radiaciones y dan origen a nuevos núcleos, que pueden ser a su vez radioactivos, y en consecuencia pueden decaer a su vez.

Los núcleos radioactivos pueden ser naturales, o bien pueden ser el resultado de reacciones nucleares producidas en un reactor o en un acelerador de partículas. Pero en todos los casos las radiaciones que emiten al decaer son las mismas. Fotones de energías muy elevadas (rayos gamma γ); electrones rápidos (desintegración beta negativa β^-) o sus anti-partículas, los positrones, de igual masa pero carga opuesta al electrón e igual a la del protón, (desintegración beta positiva β^+); partículas alfa que son núcleos de helio ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ con dos cargas positivas debidas a sus dos protones (desintegración alfa α). Además, en las desintegraciones beta se emite otra partícula, el neutrino, o su antipartícula, el anti-neutrino.

En las reacciones nucleares una partícula (neutrón, protón, partícula alfa, fotón, u otra) actúa como proyectil y penetra en un núcleo. Se forma un sistema de nucleones intermedio, denominado núcleo compuesto, muy inestable, que dura un intervalo que se puede estimar comprendido entre los 10^{-14} y 10^{-12} segundos. El núcleo compuesto se desintegra en un núcleo producto y una o más partículas emitidas.

---

[2] Los núcleos del isótopo más abundante del uranio, el ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$, duran en promedio un intervalo de tiempo del mismo orden que la edad de nuestro planeta. Los núcleos del tritio (isótopo del hidrógeno) ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$ poseen una vida promedio de 17.7 años. Los núcleos del isótopo del Polonio ${}^{212}_{84}\mathrm{Po}$ poseen una vida promedio de aproximadamente 4.3×10^{-7} segundos. Los núcleos del isótopo del plomo ${}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$, se consideran completamente estables.

Para analizar la estructura y la estabilidad de los sistemas de nucleones, así como la desintegración radioactiva y las reacciones nucleares, es necesario recurrir a algunos resultados básicos de la física relativista y la física cuántica. Se aplican siempre las leyes de conservación de la carga eléctrica, de la energía, de la cantidad de movimiento y del momento angular. Pero antes es conveniente revisar brevemente la desintegración radioactiva considerada como proceso aleatorio.

3.1 La desintegración radioactiva como proceso aleatorio

El evento asociado con un determinado proceso de decaimiento radioactivo de un núcleo atómico (la emisión de una partícula alfa o de un electrón en un determinado instante) es un **suceso aleatorio** cuya probabilidad de ocurrir en un intervalo de tiempo comprendido entre los instantes t y $\mathrm{t}+\Delta\mathrm{t}$ puede representarse, para Δt pequeño, mediante la fórmula $\lambda \cdot \Delta t$. El parámetro λ, que representa a la probabilidad de una desintegración por unidad de tiempo, no depende del instante t ni de las condiciones externas al núcleo considerado. Entonces, la probabilidad de que el núcleo no se desintegre mediante ese proceso de decaimiento durante ese intervalo de tiempo es $1-\lambda \cdot \Delta t$, con una aproximación que mejora a medida que Δt disminuye tendiendo a 0.

Si dividimos el intervalo comprendido entre 0 y t en $\mathrm{m}=\frac{\mathrm{t}}{\Delta \mathrm{t}}$ partes iguales, la probabilidad de que el núcleo no se desintegre durante ese intervalo puede estimarse[3] mediante $(1-\lambda \cdot \Delta t)^m = \left(1-\frac{\lambda \cdot t}{m}\right)^m$.

Entonces, pasando al límite cuando $m \to \infty$, es decir, para $\Delta t \to 0$, se obtiene para la probabilidad $P_0(t)$ de que no se produzca el decaimiento radioactivo del núcleo entre 0 y t:

$$P_0(t) = e^{-\lambda \cdot t} \qquad [1]$$

Si el número de núcleos $N(t)$ que todavía no han decaído en el instante t es lo suficientemente grande, la probabilidad $P_0(t)$ se puede estimar mediante el cociente $\frac{N(t)}{N(0)}$, donde $N(0)$ representa el número inicial de núcleos radioactivos.

Se obtiene así la **ley del decaimiento radioactivo en el curso del tiempo**, que fue formulada originalmente como una relación empírica, a partir de experimentos con radioisótopos naturales:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda \cdot t} \qquad [2]$$

Entonces $N(t_0) = N(0) \cdot e^{-\lambda \cdot t_0}$ para un instante t_0, tomado ahora como nuevo instante inicial. A partir de [2] se desprende que $N(t) = N(t_0) \cdot e^{-\lambda \cdot (t-t_0)}$

[3] Los sucesos que consisten en que el núcleo no se desintegre durante un intervalo de tiempo perteneciente a una secuencia de intervalos consecutivos son sucesos independientes desde el punto de vista probabilístico. La probabilidad de que todos ellos ocurran es entonces el producto de sus probabilidades de ocurrencia por separado.

Se define el intervalo o **período de semi-desintegración** $T_{1/2}$ de tal forma que una vez transcurrido, el número de átomos sin desintegrar haya disminuido a la mitad:

$N(t_0)\cdot e^{-\lambda\cdot T_{1/2}} = \frac{N(t_0)}{2}$ De esta última relación resulta:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \cong \frac{0.693}{\lambda} \qquad [3]$$

Así, la duración de la vida de un núcleo radiactivo es una variable aleatoria.
El **valor medio** τ, la **vida media** o la esperanza matemática de la duración de la vida del núcleo se calcula por la fórmula[4]:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \qquad [4]$$

El período de semi-desintegración o **período** a secas, y la duración promedio de un núcleo en relación con determinado proceso de decaimiento radioactivo son, pues proporcionales, siendo el período $T_{1/2}$ el menor.

La ley de decaimiento dada por la ecuación [2] se aplica a todos los procesos de desintegración radioactiva. Por supuesto, la **constante de desintegración** λ depende del núcleo y su modalidad de decaimiento.
Generalmente el núcleo que resulta de una desintegración es él mismo radioactivo, y decae a su vez.
En la naturaleza encontramos tres familias radioactivas engendradas a partir de un elemento progenitor cada una. El elemento progenitor inicia una cadena de elementos inestables que se transforman uno en otro, emitiendo partículas α o β y rayos γ, hasta terminar cada una de ellas en un isótopo estable del plomo.

- El uranio-238 ($^{238}_{92}\mathrm{U}$, período 4.5×10^9 años) origina una de ellas, con 14 elementos radioactivos intermedios, isótopos del torio, paladio, uranio-234, radio-226 (período 1600 años), el radón-222 (período 3.8 días), después isótopos del polonio, bismuto…, hasta llegar finalmente al plomo-207 estable.
- El torio-232 ($^{232}_{90}\mathrm{Th}$) origina una cadena de 10 elementos hijos, antes de alcanzar el plomo-208 estable. Esta serie, como la del uranio, se ramifica y se unifica nuevamente.
- Además, hay una cadena que parte del uranio-235 y está integrada por 11 elementos hijos radioactivos, hasta que se alcanza el plomo-207 estable. Se la denomina serie del actinio.

Los períodos de los radionúclidos de estas series radioactivas son muy variables: entre segundos y miles de años.

---

[4] La probabilidad de que la duración de la vida del núcleo sea igual a t (y como consecuencia se desintegre en el siguiente intervalo de tiempo $(t, t+\Delta t)$) viene dada por $P_0(t)\cdot\lambda\cdot\Delta t$. Teniendo en cuenta la definición estadística de valor promedio, τ puede estimarse mediante la aproximación $\tau \approx \sum_k t_k \cdot P_0(t_k)\cdot\lambda\cdot\Delta t_k$ que resulta tanto mejor cuanto menores son los incrementos de tiempo de la secuencia de intervalos consecutivos. Pasando al límite: $\tau = \int_0^\infty t\cdot P_0(t)\cdot\lambda\cdot dt = \frac{1}{\lambda}$

Además de las familias del uranio y del torio, existen una familia adicional producida por radioactividad artificial: la serie del neptunio, cuyo progenitor posee un período (2.2×10^6 años) demasiado pequeño en relación con la edad de nuestro planeta ($\approx 3\times10^9$ años) como para que la serie se pueda observar en la naturaleza.

La **actividad** $A(t)$ de un conjunto de núcleos radioactivos que decaen a través de un proceso específico se define por la expresión: $A(t) = -\dfrac{dN(t)}{dt} = \lambda.N(t)$ [5]

La unidad de actividad es el Becquerel (Bq). Se define como 1 desintegración por segundo.
Es una unidad muy pequeña en relación con las actividades que se encuentran en la práctica. Por ello se usan sus múltiplos kilo ($\times10^3$), mega ($\times10^6$), giga ($\times10^9$), tera ($\times10^{12}$) Becquerel. La antigua unidad, el curio (Ci) o Curie, es igual a 3.7×10^{10} Bq. Se la utiliza todavía, junto con sus submúltiplos y múltiplos.

Cuando, como ocurre en los depósitos de uranio, la serie radioactiva tiene un progenitor de período muy grande, en las escalas de tiempo involucradas en la tecnología nuclear energética se puede suponer que la cantidad de este progenitor permanece constante y que sus productos de desintegraciones sucesivas han alcanzado un equilibrio: los núcleos de cada elemento radioactivo en la serie se forman y se destruyen con la misma velocidad. En ese caso, si λ_1 y λ_2 son las constantes de desintegración de dos elementos conectados por una cadena de decaimiento, el número de núcleos de uno de ellos, N_1 se relaciona con el número de núcleos del otro N_2 por medio de la ecuación

$$\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 \qquad [6]$$

En forma equivalente, si T_1 y T_2 son sus períodos, $\dfrac{N_1}{T_1} = \dfrac{N_2}{T_2}$

Como veremos posteriormente, lo que los instrumentos de medición permiten determinar es una magnitud proporcional a la actividad de una sustancia radioactiva.

3.2 Física relativista, defectos de masa y energías de separación.

De acuerdo con la física relativista, la energía de una partícula que posee masa (en reposo) m_0 y se mueve respecto de un sistema de referencia inercial con velocidad v, libre de interacciones, viene dada por la fórmula $E = \dfrac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1-\left(\dfrac{v}{c}\right)^2}}$, siendo c la velocidad de la luz en el vacío. Cuando $\left(\dfrac{v}{c}\right)^2$ es muy pequeño respecto de la unidad, la

expresión relativista de la energía se puede aproximar[5] muy bien por la fórmula $E = m_0 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot m_0 \cdot v^2$ en la que aparece la conocida expresión newtoniana para la energía cinética $\frac{1}{2} \cdot m_0 \cdot v^2$

Si la partícula se encuentra en reposo respecto del sistema de referencia, su energía es $E_0 = m_0 \cdot c^2$ Esta energía puede asignarse entonces a la masa m_0. Como c es una constante universal, la masa puede medirse por la energía que le corresponde, cosa que haremos desde este momento.

La masa del protón vale 938.280 MeV (1.007276 uma, unidades de masa atómica[6]) mientras que la del neutrón vale 939.537 MeV (1.008665 uma). La masa del protón es entonces un poco menor que la del neutrón. La masa del electrón vale 0.511 MeV (0.000549 uma).

La física relativista admite la existencia de partículas que poseen masa en reposo nula, como es el caso del fotón, siempre que se muevan a la velocidad de la luz. En ese caso la relación entre su energía y su cantidad de movimiento es $p = \frac{E}{c}$

Las fórmulas para la energía y la cantidad de movimiento se generalizan a cuerpos compuestos de varias partículas. De ser este el caso, la masa y la cantidad de movimiento del sistema son las que presenta cuando se lo considera como un todo.

Consideremos un cuerpo compuesto en reposo, cuya masa es M. Entonces su energía, a la que llamaremos **energía interna**, es igual a $M \cdot c^2$. Ahora bien, esta energía interna comprende, además de las energías en reposo de las partículas componentes $\sum_j m_j \cdot c^2$, sus energías cinéticas y sus energías de interacción. Así pues, M no es simplemente igual a $\sum_j m_j$: en física relativista la ley de conservación de la masa es falsa (y esto independientemente de que las velocidades de las partículas permitan aplicar las expresiones newtonianas para la energía cinética con suficiente aproximación).

No obstante, se verifica la ley de la conservación de la energía, energía que también incluye la energía en reposo de las partículas.

La diferencia $\Delta M = \sum_j m_j - M$ entre la suma de las masas de sus partes componentes cuando se las considera libres, y la masa de un cuerpo compuesto se denomina **defecto de masa** y a $\Delta M \cdot c^2$ se le denomina **energía de enlace** del cuerpo compuesto. Tanto el

---

[5] En física relativista, la cantidad de movimiento $\vec{p}$ de una partícula que se mueve con velocidad $\vec{v}$ viene dada por: $\vec{p} = \frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$ Cuando $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ es muy pequeño respecto de la unidad, se obtiene la conocida expresión newtoniana $\vec{p} = m_0 \cdot \vec{v}$

[6] Por convención, una unidad de masa atómica es la doceava parte de la masa atómica del átomo del isótopo del carbono con número de masa 12.

defecto de masa como la energía de enlace se definen en relación con una colección de partes componentes del cuerpo.

Para que las partículas componentes se encuentren confinadas en una región del espacio en forma estable, como los nucleones en un núcleo, la energía potencial total de interacción debe ser negativa (atractiva) y debe anularse cuando la separación entre esas partículas se hace infinita.
La energía de las partículas componentes separadas entre sí a distancias infinitas, y en reposo, consiste solo en la suma de las energías de reposo (internas) de cada una. Así la energía de enlace $\Delta M \cdot c^2$ representa la diferencia de energía entre una colección de partículas desensamblada, en reposo y dispersada al infinito, y esa misma colección ensamblada en un cuerpo compuesto.
Para un núcleo atómico compuesto por Z protones, cada uno de masa m_p, y N neutrones, cada uno de masa m_n, la **energía de enlace** del núcleo se define como la diferencia entre la suma de las energías de reposo de sus protones y sus neutrones considerados por separado, y la energía de reposo del núcleo:

$$\Delta M \cdot c^2 = \left(\left(Z \cdot m_p + N \cdot m_n\right) - M\right) \cdot c^2 \qquad [7]$$

Si un núcleo de masa en reposo M se descompone en dos cuerpos de masas en reposo M_1 y M_2, cuyas velocidades son $\vec{v}_1$ y $\vec{v}_2$ respectivamente, entonces la conservación de la energía[7] se formula así:

$$M \cdot c^2 = \frac{M_1 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} + \frac{M_2 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} \qquad [8]$$

La ecuación de conservación de la energía solo se puede verificar si $M > M_1 + M_2$ es decir si el defecto de masa definido ahora por $\Delta M = \left(M_1 + M_2\right) - M$, es negativo. Así pues, un decaimiento espontáneo de un núcleo atómico, con la formación de dos fragmentos de masas dadas, es posible solo si el defecto de masa es negativo con respecto a las masas de los cuerpos en los que el núcleo se desintegra.

Si el defecto de masa es positivo, el núcleo es estable respecto a la modalidad de desintegración supuesta: no puede desintegrarse espontáneamente en los dos fragmentos de masas M_1 y M_2. En este caso solo se puede desintegrar en esos dos cuerpos si se le inyecta energía desde afuera. Esta energía debe ser igual, por lo menos, a la energía de enlace $\Delta M \cdot c^2$ definida ahora no respecto de la totalidad de los nucleones considerados por separado, sino respecto de los dos fragmentos en los que se supone se desintegra el núcleo.
Esta energía se puede denominar mejor **energía de separación**, para distinguirla de la energía de enlace del núcleo definida por la fórmula [7].

---

[7] La conservación de la cantidad de movimiento, por su parte, se formula el caso considerado mediante la ecuación vectorial $\vec{0} = \frac{M_1 \cdot \vec{v}_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} + \frac{M_2 \cdot \vec{v}_2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}}$

Que un núcleo, por restricciones impuestas por la ley de conservación de la energía, no pueda desintegrarse espontáneamente según la modalidad que hemos estado considerando, no significa que no pueda desintegrarse según otra modalidad.

Así, la energía de separación de un nucleón de un núcleo de ${}^{210}_{84}Po$ en su estado de energía mínima (estado fundamental) es positiva y muy grande. Está comprendida entre 6 a 8 MeV. Por este motivo, tanto en el caso del polonio, como en los otros núcleos, **no se observan desintegraciones radioactivas por emisiones de nucleones**, tales como la hipotética: ${}^{210}_{84}Po \rightarrow {}^{209}_{84}Po + {}^{1}_{0}n$

No obstante, la reacción de **desintegración alfa** del polonio ${}^{210}_{84}Po \rightarrow {}^{206}_{82}Pb + {}^{4}_{2}He$, presenta una energía de separación negativa de 5.4 MeV. Es decir, **se liberan** 5.4 MeV de energía cuando se produce la reacción. Aparecen repartidos en las energías cinéticas: 5.3 MeV en la partícula alfa, y 0.1 MeV en el núcleo de plomo formado por la transmutación.

En todo este capítulo la posibilidad o imposibilidad de la emisión de radiaciones y las reacciones nucleares con transmutaciones de unos elementos químicos en otros, se consideran solamente desde el punto de vista energético. Pero que un proceso sea en principio posible no significa que se observe en la práctica. A veces puede ocurrir que el proceso en cuestión presente una barrera de energía tan grande que la configuración inicial pueda considerarse estable, si no se trabaja en escalas de tiempo cosmológicas.

3.3 Estabilidad y vías alternativas en procesos de desintegración

Consideremos ahora un núcleo de un elemento genérico ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$. Representaremos el núcleo mismo mediante ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ (como lo hemos venido haciendo) y la masa de este núcleo en su estado fundamental con $\mathrm{M}(\mathrm{Z},\mathrm{A})$. En el capítulo 5 veremos los fundamentos del modelo de celdas del núcleo y de la fórmula semi-empírica, debida a Carl von Weiszäcker y Hans Bethe, que en conjunto permiten explicar estas masas, incluyendo los casos en los que aparecen los denominados números mágicos de nucleones. Lo que exponemos en esta sección podría, entonces, ser reconsiderado con la ayuda de estas nuevas y más sofisticadas herramientas.

Si el núcleo se encuentra en un estado excitado, de mayor energía que la energía del estado fundamental, lo representaremos así: ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}*$

Si decae al estado fundamental emitiendo un fotón γ, el proceso se denomina **transición isomérica** y se puede formular así: ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}^* \rightarrow {}^{A}_{Z}\mathrm{X} + \gamma$

En este caso no hay transmutación, el elemento químico permanece incambiado. Si $\mathrm{M}^*(\mathrm{Z},\mathrm{A})$ es la masa del núcleo en su estado activado y si $h\nu$ es la energía del fotón γ, entonces la conservación de la energía implica que $\mathrm{M}^*(\mathrm{Z},\mathrm{A}) = M(Z,A) + \dfrac{h\nu}{c^2}$

Las transiciones isoméricas pueden involucrar cambios de energía entre 12 y 0.12 MeV y son los procesos de decaimiento más frecuentes.

Generalmente son muy rápidas, se producen en 10^{-14} segundos, pero en unos pocos casos el estado excitado posee duraciones mayores y el correspondiente período puede tomar valores fácilmente medibles, como en este caso, en el cual $T_{1/2}$ =4.5 horas:

$$^{115}_{49}*\text{In} \rightarrow ^{115}_{49}\text{In} + \gamma$$

Un proceso que compite con el decaimiento γ es el de conversión interna, que consiste en la eyección de un electrón orbital por transferencia de energía desde el núcleo atómico.

- Si el núcleo decae emitiendo un electrón y un anti-neutrino:

$$^{A}_{Z}\text{X} \rightarrow ^{A}_{Z+1}\text{X} + e^{-} + \underline{\nu}$$

El nuevo núcleo pertenece a un elemento químico diferente: ha **aumentado** en una unidad el número atómico. La condición $M(Z,A) \geq M(Z+1,A) + m_e$ es necesaria para la desintegración β^{-}. La masa del neutrino se puede considerar nula para estos efectos, pero su energía debe ser tenida en cuenta.

El 99 % de las veces el núcleo de $^{60}_{27}\text{Co}$ se transmuta, emitiendo un electrón de 0.31 MeV, en una forma isomérica del núcleo de $^{60}_{28}\text{Ni}$ cuya energía se encuentra 2.505 MeV por encima de la energía del estado fundamental. Casi el 0.1% restante consiste en una emisión β^{-} que conduce a una forma isomérica cuya energía está 1.333 MeV por encima del estado fundamental, mientras que unas milésimas por ciento de las veces, decae a un estado con una energía 2.158 MeV sobre la fundamental.

Nuevamente en este caso el período $T_{1/2}$=5.2 años caracteriza el proceso global, que puede desarrollarse a través de varias **vías alternativas de decaimiento** involucrando formas isoméricas del núcleo producto.

- Si el núcleo decae emitiendo un positrón y un neutrino se tiene:

$$^{A}_{Z}\text{X} \rightarrow ^{A}_{Z-1}\text{X} + e^{+} + \nu$$

También en este caso el nuevo núcleo pertenece a un elemento químico diferente: el número atómico ha **disminuido** en una unidad.

La condición $M(Z,A) \geq M(Z-1,A) + m_e$ es necesaria para la desintegración β^{+}.

- Finalmente, puede ocurrir una captura de un electrón de un orbital interno del átomo: $^{A}_{Z}\text{X} + \text{e}^{-} \rightarrow ^{A}_{Z-1}\text{X}$

El número atómico disminuye en una unidad. La condición $M(Z,A) + m_e \geq M(Z-1,A)$ es necesaria para la captura electrónica.

- Los núcleos pesados pueden decaer emitiendo una partícula alfa:

$$^{A}_{Z}\text{X} \rightarrow ^{A-4}_{Z-2}\text{X} + ^{4}_{2}\text{He}$$

Tenemos nuevamente una transmutación, puesto que el nuevo núcleo pertenece a un elemento químico diferente. Ha disminuido en 2 unidades el número atómico. Además, ha disminuido en 4 unidades el número de masa.

La condición $M(Z,A) \geq M(Z-2,A-4) + M(2,4)$ es necesaria para que el decaimiento α del núcleo sea posible. Es posible que la desintegración por emisión de una partícula α de lugar a varios estados excitados del núcleo producto, los cuales decaen a su vez al estado fundamental mediante transiciones isoméricas. El 94% de las veces que decae, el $^{226}_{88}\text{Ra}$ emite una partícula α de 4.86 MeV y se transmuta en un núcleo de $^{222}_{86}\text{Rn}$ en su estado fundamental. El 5.7% de las veces emite una partícula α y decae en un estado excitado del $^{222}_{86}\text{Rn}$, cuya energía es superior a la del estado fundamental en 0.187 MeV.

El 0.3 % restante decae, emitiendo también una partícula α, en uno u otro de dos estados excitados de energías 0.447 y 0.61 MeV por encima del estado fundamental. Cuando se des-excita emite fotones γ de 0.187 MeV, 0.447 MeV y 0.61 MeV. El período $T_{1/2}$=1620 años caracteriza el proceso global, que puede desarrollarse por varias vías alternativas. En una de ellas se emite solamente una partícula α. En las demás se producen dos procesos: se emite una partícula α de menor energía y de inmediato el núcleo excitado pasa al estado fundamental emitiendo un fotón γ. La energía se reparte ahora entre la partícula y el fotón.

Otra característica del decaimiento radioactivo son las vías alternativas que incluyen, ya no formas isoméricas del núcleo producto, sino núcleos intermedios completamente distintos: son las denominadas **ramificaciones**. Por ejemplo, en la serie del torio, el ${}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$ puede decaer en ${}^{212}_{84}\mathrm{Po}$ emitiendo un electrón, o en ${}^{208}_{81}\mathrm{Tl}$ emitiendo una partícula α. Ambos decaen a su vez en ${}^{208}_{82}Pb$, el ${}^{212}_{84}\mathrm{Po}$ emitiendo una partícula α, y el ${}^{208}_{81}\mathrm{Tl}$ emitiendo un electrón para alcanzar una forma isomérica del núcleo de ${}^{208}_{82}Pb$, que luego se des-excita pasando por otras dos formas de energías progresivamente menores, emitiendo en total tres fotones γ.

3.4 Emisión de neutrones retardados y decaimiento de neutrones libres

La **emisión retardada de neutrones** por decaimiento de productos de fisión es fundamental para el control de los reactores nucleares, como veremos más adelante.
Un ejemplo de este tipo de procesos es la desintegración β^- del ${}^{87}_{35}\mathrm{Br}$ formado en una reacción de fisión para dar lugar al ${}^{87}_{36}\mathrm{Kr}$. Posee un período de 54 segundos. El ${}^{87}_{36}\mathrm{Kr}$ es un núcleo de transición extremadamente inestable y se transforma de inmediato en ${}^{86}_{36}\mathrm{Kr}$ emitiendo un neutrón, por lo cual el período del proceso aleatorio de emisión retardada de neutrones es en este caso 54 segundos.
Otro ejemplo es la desintegración β^- del ${}^{137}_{53}\mathrm{I}$. Se produce ${}^{136}_{54}\mathrm{Xe}$ y un neutrón, a partir de la transformación inmediata del ${}^{137}_{54}\mathrm{Xe}$. El período es de 22.5 segundos.
La emisión del neutrón se produce como parte del mismo proceso que origina la forma intermedia inestable de núcleo, en forma simultánea. No se trata de un núcleo en su estado fundamental, que puede emite espontáneamente neutrones. Como dijimos, esto último no ocurre.

Un **neutrón libre** se desintegra en un protón, un electrón y un anti-neutrino, siendo la energía de decaimiento de -0.78 MeV y el período $T_{1/2}$ de 13 minutos:

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow p^{+} + e^{-} + \underline{\nu} $$

3.5 Reacciones nucleares y energía de reacción. Canales de reacción.

Si la partícula incidente se representa por **a**, el núcleo que reacciona por **X**, el núcleo compuesto por **Z***, el núcleo producto por **Y,** y si suponemos que se emite una partícula **b**, entonces una **reacción nuclear** se puede escribir de estas formas equivalentes:

(a) Completa: $X + \mathrm{a} \rightarrow Z^* \rightarrow \mathrm{Y} + \mathrm{b}$

(b) Sin el núcleo compuesto: $X + \mathrm{a} \rightarrow \mathrm{Y} + \mathrm{b}$
(c) Abreviada: $X(a,b)\mathrm{Y}$

Por ejemplo, ${}^{12}_{6}C + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{14}_{7}N^{*} \rightarrow {}^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$ puede ser abreviada como ${}^{12}_{6}C(d,\alpha){}^{10}_{5}\mathrm{B}$, donde $d = {}^{2}_{1}H$ es un deuterón y $\alpha = {}^{4}_{2}He$ es una partícula alfa.

En un sistema de referencia en el cual el núcleo X se pueda considerar en reposo, la conservación de la energía puede formularse así, siendo m y M las masas de las partículas y los núcleos, respectivamente, y E la energía cinética:

$$(m_a + M_X)\cdot c^2 + \mathrm{E_a} = (m_b + M_Y)\cdot \mathrm{c}^2 + \mathrm{E_b} + E_Y \qquad [9]$$

La variación en la energía cinética (productos menos reactantes) permite definir un parámetro, denominado **energía de reacción**: $\mathrm{Q} = \mathrm{E_Y} + E_b - E_a$ [10]

A menudo la reacción nuclear se escribe añadiendo esta energía al lado derecho:

$$X + \mathrm{a} \rightarrow \mathrm{Y} + \mathrm{b} + \mathrm{Q}$$

De [9] y [10] se obtiene la energía de reacción en términos de las masas de los reactantes y de los productos: $\mathrm{Q} = \left[(m_a + M_X)\cdot c^2\right] - \left[(m_b + M_Y)\cdot c^2\right]$ [11]

Como la energía de reacción se puede determinar a partir de las masas en reposo de los cuerpos involucrados en la reacción, resulta independiente de la energía cinética de la partícula incidente. Si Q es positiva, la reacción es exo-érgica, libera energía cinética, mientras que si Q es negativa la reacción es endo-érgica, absorbiendo energía cinética.

En este último caso la partícula incidente debe poseer una energía cinética superior a cierto umbral para que la reacción sea posible. Esta **energía cinética umbral** $E_{a,umbral}$ puede hallarse a partir de las leyes de conservación de la energía y la cantidad de movimiento:

$$E_{a,umbral} = -\left(\frac{m_a + M_X}{M_X}\right)\cdot Q \qquad [12]$$

Algunas veces el núcleo producto Y queda en un estado excitado Y^*, con una masa en reposo $M_Y{}^*$ mayor que la que corresponde al estado fundamental de ese núcleo M_Y.

En este caso $\mathrm{Q}^* = \left[(m_a + M_X)\cdot c^2\right] - \left[(m_b + M_Y{}^*)\cdot c^2\right]$ será menor que Q y la energía cinética de la partícula emitida será menor que E_b. El núcleo excitado se des-excita mediante una transición isomérica (emitiendo un fotón γ) o mediante otro proceso de decaimiento.

Al igual que el decaimiento radioactivo de un núcleo, una reacción nuclear puede seguir vías alternativas.

Una misma partícula incidente **a** sobre el mismo núcleo **X** puede reaccionar por distintos **canales de reacción**:

$$a + X \rightarrow b' + Y' \;,\; a + X \rightarrow b'' + Y'' \;,\; a + X \rightarrow b''' + Y''' \;, \ldots.$$

La partícula **b** puede en principio estar ausente, o ser un fotón, en lugar de un corpúsculo como una radiación β^- o β^+, una partícula α u otra combinación o sistema de nucleones.

Por ejemplo, un neutrón puede reaccionar con un núcleo de aluminio ${}^{27}_{13}Al$ de varias formas:

$${}^{1}_{0}n + {}^{27}_{13}Al \rightarrow {}^{28}_{13}Al \qquad {}^{1}_{0}n + {}^{27}_{13}Al \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{27}_{12}Mg \qquad {}^{1}_{0}n + {}^{27}_{13}Al \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{24}_{11}Na$$

El ${}^{28}_{13}Al$ es inestable y sufre una desintegración β^- para dar un núcleo estable de silicio ${}^{28}_{14}Si$. El ${}^{24}_{11}Na$ también es inestable: es un emisor β^- que decae en ${}^{24}_{12}Mg$.
El ${}^{27}_{12}Mg$ decae por emisión β^- en el núcleo de aluminio con el que comenzamos, ${}^{27}_{13}Al$

Una característica cuantitativa muy importante que se puede asignar al sistema partícula incidente- núcleo blanco del impacto, para cada canal de reacción, es la denominada **sección transversal microscópica de reacción o sección eficaz microscópica**. Como este concepto es fundamental en el estudio de todas las interacciones de la radiación con la materia, abordaremos su estudio en ese contexto, en el próximo capítulo.

3.6 El núcleo compuesto

Dejando aparte las colisiones elásticas (por ejemplo, entre neutrones y núcleos), en todos los demás casos de reacciones nucleares parece formarse un sistema de nucleones intermedio, compuesto por los nucleones del núcleo impactado y el o los nucleones del proyectil.
Cuando un neutrón o un protón penetran en un núcleo lo excitan, aunque como en el caso de los neutrones térmicos, su energía cinética sea despreciable, porque se añade al sistema la energía de enlace del nucleón, comprendida entre los 6 y los 8 MeV. Un deuterón, una partícula alfa o un núcleo más pesado que actúe como proyectil, produce una excitación similar, sumando su energía cinética a la correspondiente energía de enlace, sea esta la que fuere.
La energía adicional, al principio, se concentra en el o los nucleones que formaban el proyectil, así como en sus vecinos más próximos, pero luego de 10^{-24} a 10^{-22} segundos la energía se reparte entre todos los nucleones.
Así un núcleo compuesto se ha formado en un estado de energía muy elevada respecto de su estado fundamental.
A partir de ese momento no parecen quedar rastros del proceso inicial que condujo a la formación del núcleo compuesto, exceptuando tal vez el nivel de excitación que posee este último núcleo.
Por ejemplo, un núcleo compuesto de ${}^{8}_{4}Be$ se puede formar a partir de un protón y un núcleo de ${}^{7}_{3}Li$ o de un deuterón y un núcleo de ${}^{6}_{3}Li$, pero una vez formado el núcleo compuesto en cierto estado excitado, su decaimiento posterior se produce luego de un intervalo de tiempo del orden de 10^{-16} segundos, con independencia de su origen.
En ese tiempo se estima que se pueden producir aproximadamente 10^6 cruces completos del núcleo por nucleones[8].

[8] El tiempo que tarda un nucleón en cruzar un núcleo se puede estimar a partir de las dimensiones nucleares (10^{-15} m) y la velocidad del nucleón (10^7 m/s), en 10^{-22} s. Una cota inferior para la duración Δt de un núcleo compuesto se puede estimar a partir de las relaciones de incertidumbre de Heisenberg para el tiempo y la energía $\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$. (En la sección 5.2, sobre física cuántica y modelos de núcleo, se puede hallar una formulación más precisa de esta relación de incertidumbre). El valor de ΔE se puede hacer igual a la mitad del ancho Γ de los picos de resonancia de cierto parámetro, la denominada sección eficaz microscópica, que caracteriza la reacción de formación del núcleo compuesto. Se obtienen así duraciones Δt del orden de los 10^{-16} s. En ese tiempo un nucleón puede efectuar 10^6 cruces completos del núcleo.

Entonces cabe presumir que la probabilidad de que se concentre energía en un nucleón o en un grupo de nucleones más fuertemente enlazados que el resto (como un subsistema formado por dos protones y dos neutrones interactuando entre sí) debido a una fluctuación estadística va a ser lo suficientemente grande como para que el núcleo compuesto pueda desintegrarse emitiendo ese nucleón o ese grupo de nucleones. Si la energía de excitación del núcleo compuesto es lo bastante elevada, el decaimiento se suele producir siguiendo dos o más canales alternativos de reacción.

4 Interacción de las radiaciones con la materia y nociones sobre efectos biológicos de las radiaciones

"Después del descubrimiento de los rayos X, muchos científicos, maravillados con su poder de penetración, no se cansaban de mirar imágenes, en pantallas fluorescentes, del esqueleto de sus propias manos. No obstante, su disfrute fue pronto empañado por la aparición de cambios peculiares en la piel expuesta"
(William Hughes, "Aspects of Biophysics", Wiley, N.Y., 1979)

Un reactor nuclear genera un ambiente de radiaciones intensas que pueden dañar los materiales y los tejidos biológicos. El daño en los materiales, si es lo bastante significativo puede poner en riesgo la integridad del reactor. El daño en los tejidos biológicos, si supera un umbral puede resultar mortal para el organismo afectado.

Dos hechos han contribuido a que el público perciba el empleo de las radiaciones nucleares en forma bastante negativa:

(1) Las radiaciones nucleares no son detectables en forma directa por nuestros sentidos, exceptuando niveles que se encuentran muy por encima de la letalidad.
(2) Las consecuencias sobre la población afectada directamente por las explosiones de las bombas atómicas en Hiroshima y Nagasaki.

Pero las radiaciones nucleares y sus efectos han sido (y continúan siendo) cuidadosamente estudiados. Sus efectos biológicos se conocen mucho mejor que los de otros agentes físicos (como los campos electromagnéticos asociados a los sistemas eléctricos de potencia y a los sistemas de comunicaciones), químicos (como las partículas y los gases emitidos por centrales térmicas que utilizan combustibles fósiles como carbón o derivados del petróleo) y biológicos (como los priones y algunos virus).
Como consecuencia la protección de los efectos nocivos de las radiaciones nucleares y de los rayos X está más desarrollada y a menudo resulta más efectiva que la protección de los efectos de otros agentes patógenos.
Consideremos entonces, brevemente, algunos aspectos de la interacción de las radiaciones con la materia, sus efectos biológicos y los fundamentos de la protección radiológica.

4.1 Interacción de las radiaciones con la materia

Cuando un electrón que pertenece a un orbital atómico o molecular sufre una transición a otro orbital con diferente energía, generalmente emite o absorbe radiación electromagnética en forma de cuantos o fotones. Se producen así procesos atómicos, que involucran interacciones con rayos infrarrojos, visibles, ultravioletas, y X, en orden de energía del fotón creciente. A medida que la energía de los fotones crece, los aspectos corpusculares de la radiación adquieren más importancia frente a sus aspectos ondulatorios. Cuando la energía de los fotones supera los 10 eV, la radiación electromagnética se comporta francamente como radiación ionizante, es decir, al interactuar con los materiales es capaz de arrancar electrones de los átomos y moléculas del medio.

Por su parte, los procesos nucleares originan a su vez radiación electromagnética de energías muy elevadas (fotones γ asociados a transiciones energéticas en el interior de los núcleos) o partículas cargadas ($\alpha, \beta^-, ...$), ya sea por desintegración radioactiva

espontánea o como resultado de reacciones nucleares en las que una partícula incidente choca con un núcleo, se forma un núcleo compuesto, y éste se descompone en un núcleo producto y una o más partículas. Estas partículas poseen en general suficiente energía para producir una ionización significativa de la materia que atraviesan.
A diferencia de la radiación electromagnética y las partículas cargadas, los neutrones, sin carga eléctrica, interactúan solamente con núcleos atómicos presentes en los materiales. Mientras que los rayos γ de origen nuclear producen electrones secundarios que a su vez son capaces de ionizar un conjunto más o menos numeroso de átomos del medio, los neutrones pueden producir una variedad de partículas cargadas secundarias. Estas partículas se originan como productos de las reacciones nucleares inducidas por las capturas de neutrones por núcleos atómicos, o bien se trata de núcleos intactos que han sufrido una colisión con un neutrón y han adquiridos suficiente energía de retroceso como para separase de al menos parte de la estructura electrónica del átomo al que pertenecían.

En suma:

(1) Las radiaciones ionizantes se pueden originar tanto en procesos atómicos como en procesos nucleares, abarcando energías comprendidas entre 10 eV y 20 MeV. Las energías más bajas se encuentran en la radiación producida en procesos atómicos y las más elevadas en la radiación producida en los procesos nucleares. La cota superior de 20 MeV separa en forma convencional el campo de la tecnología nuclear energética y de la tecnología médica, del campo de la física de partículas y de núcleos.

(2) Las radiaciones ionizantes pueden estar formadas por elementos desprovistos de carga eléctrica (fotones y neutrones) y por partículas cargadas (electrones o positrones rápidos emitidos por desintegraciones nucleares o por otros procesos, y partículas cargadas pesadas de masas no inferiores a 1 uma, tales como protones, deuterones, partículas α , productos de fisión).

Las radiaciones formadas por partículas cargadas interactúan continuamente, por medio de fuerzas electroestáticas, con los electrones del medio que atraviesan. Pierden energía de manera casi continua, paulatinamente, hasta que se detienen. Esta modalidad de interacción permite definir una distancia característica de penetración o alcance para dichas partículas. Si bien la distancia recorrida por una partícula que al inicio posee una energía dada, es de hecho una variable aleatoria, resulta que en el caso de las partículas cargadas pesadas esta variable presenta muy poca dispersión respecto de su valor medio (en términos estadísticos, presenta un coeficiente de variación muy pequeño) y la trayectoria se desvía relativamente poco de un segmento de recta. En general las distancias de penetración o el alcance de las partículas cargadas pesadas, en la materia condensada, toman valores del orden de una centésima de mm. En el caso de las partículas cargadas livianas la distancia de penetración muestra una dispersión mayor y las trayectorias se desvían mucho más respecto a un segmento de recta. En general el alcance de las partículas cargadas livianas, en la materia condensada, toma valores del orden del mm.

Las radiaciones desprovistas de carga interactúan en forma discontinua y sufren interacciones catastróficas, en el sentido de que estas interacciones alteran en forma

drástica la energía de la radiación incidente (un fotón puede ser absorbido perdiendo la totalidad de su energía en una sola interacción, un neutrón puede ser absorbido por un núcleo o puede perder la totalidad de su energía cinética en una colisión con un protón). Pero si este tipo de interacción, rara y catastrófica no ocurre, las partículas atraviesan los materiales sin dejar rastro alguno. Como consecuencia, no es posible definir un alcance o distancia característica de penetración como para las partículas cargadas. Lo que se hace en este caso es trabajar con un recorrido libre promedio definido entre dos interacciones consecutivas en el material irradiado. Los recorridos libres promedio, tanto para los neutrones como para los fotones X o γ toman, en la materia condensada, por lo general valores del orden del decímetro.

Las diferentes radiaciones ionizantes difieren en su **dureza**, que es su capacidad de penetrar espesores de un material sin ser significativamente atenuadas (Fig.4.1).

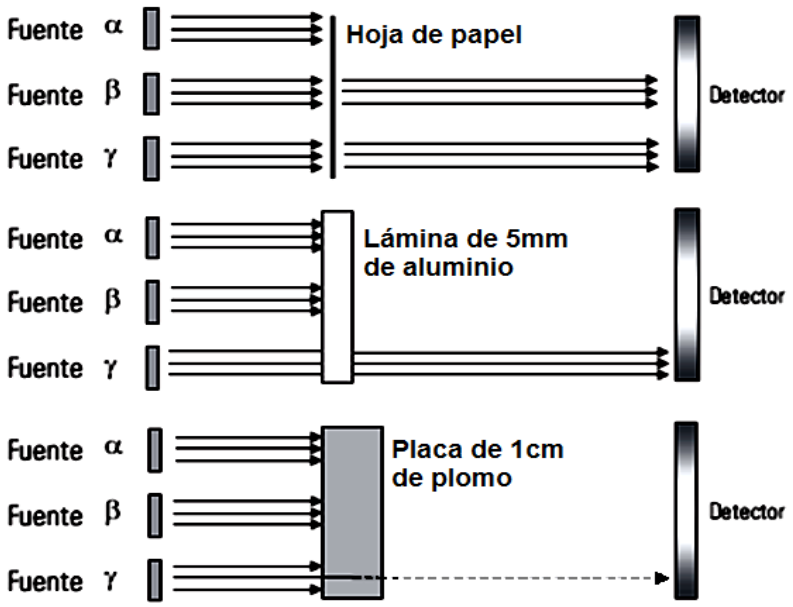

Figura 4.1: Dureza de las radiaciones nucleares

Una hoja de papel detiene las partículas α, una lámina de aluminio de 5 mm de espesor detiene los electrones de los rayos β, pero aun interponiendo una placa de plomo de 1 cm de espesor, siempre se escapa algún fotón γ.

El efecto macroscópico neto del movimiento y de las interacciones de una partícula cargada en un material se puede cuantificar mediante dos parámetros: el **alcance**, ya visto, y la **transferencia lineal de energía** (TLE) que es la energía transferida por la partícula al material por unidad de distancia recorrida. Así sabemos hasta que distancia penetra la partícula y cuánta energía deposita a lo largo de su trayecto. El alcance depende de la energía cinética inicial de la partícula y de los valores que va tomando la transferencia lineal de energía a medida que la partícula atraviesa el material. La partícula cargada se detiene una vez que ha entregado toda su energía cinética a los electrones del material con los cuales interactúa[9].

[9] Si E representa la energía de la partícula en un punto del medio, entonces la transferencia lineal de energía es $TLE(x) = -\frac{dE}{dx}$ y es función de la posición x

La transferencia lineal de energía aumenta proporcionalmente al cuadrado de la carga eléctrica de la partícula y al número de electrones por unidad de volumen del material atravesado, pero es inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad de la partícula y no depende de la masa de esta. Por tanto, a medida que se van frenando, las partículas cargadas de radiación ionizante depositan cada vez más energía por unidad de longitud de su recorrido[10]. En igualdad de las demás condiciones, el poder ionizante es tanto mayor cuanto mayor es la energía E_0 con la que la partícula cargada ingresa al medio o aparece en él, ya sea como una partícula primaria, ya sea como una partícula secundaria producida por la interacción de una partícula primaria con los átomos del material.

La interacción de las radiaciones ionizantes con la materia se puede cuantificar, desde el punto de vista microscópico, introduciendo el concepto de **sección transversal eficaz microscópica** para cada tipo de partícula de radiación, tipo de partícula blanco (molécula, átomo o núcleo) y para cada modalidad de interacción entre esa radiación y su blanco nuclear, atómico o molecular.
Una imagen muy simplificada que se puede emplear para comprender lo que es una sección eficaz microscópica de reacción es la siguiente: σ mide una superficie asignada a cada núcleo, transversal a la dirección de la partícula incidente, tal que si la partícula incide sobre esa superficie la reacción nuclear considerada se produce. Es una superficie vista por la partícula incidente: para una reacción determinada sobre un núcleo dado, σ depende de la energía del proyectil (neutrón, fotón, deuterón, …).

Para concretar, consideremos una reacción de captura radiante que se produce cuando una delgada lámina plana de un cierto material formado por átomos de un elemento no especificado ${}^{A}_{Z}X$ (por ejemplo ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$ o ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$), es bombardeada por un haz de neutrones **mono-energéticos** (todos ellos con la misma energía) que se desplazan paralelos:

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X^{*} \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X + \gamma $$

Suponemos que los neutrones inciden perpendicularmente a la lámina.

Si R representa el alcance y E_0 la energía inicial, entonces $R = \int_0^{E_0} \frac{dx}{TLE(x)}$

[10] Una fórmula aproximada (sin corrección relativista) para la transferencia lineal de energía que muestra la interrelación de las distintas variables es:

$$ TLE(x) = -\frac{dE}{dx} \approx \frac{4\pi(ze \cdot e)^2}{m_e \cdot v^2} \cdot (ZN) \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot m_e \cdot v^2}{I_0}\right) $$

Aquí m_e es la masa del electrón, e su carga, z el número de carga de la partícula ionizante, v su velocidad en ese punto, ZN es el número de electrones por unidad de volumen en los átomos del material atravesado, y I_0 es una energía promedio de excitación de los electrones.

$2 \cdot m_e \cdot v^2$ es la máxima cantidad de energía que la partícula puede transferir a un electrón del material, cuando la partícula posee una velocidad v
Cuando en el material hay diferentes elementos químicos, cada uno aportando su número de átomos por unidad de volumen N y su número atómico Z, la transferencia lineal de energía se calcula sumando los términos correspondientes a cada elemento, con independencia de las posibles combinaciones químicas.

Algunas veces un neutrón interactúa con un núcleo de ${}^{A}_{Z}X$. A su vez, algunas de estas interacciones producen la reacción de formación del isótopo ${}^{A+1}_{Z}X$ y la emisión de un fotón γ .

Supongamos que el número de núcleos de ${}^{A}_{Z}X$ por unidad de volumen es N y que el espesor de la lámina Δx es tan pequeño que la mayor parte de los neutrones la atraviesan sin interactuar.

Si ΔP es la probabilidad de que un neutrón incidente produzca la reacción, se define la sección transversal eficaz microscópica de reacción σ mediante la fórmula

$$\Delta P = \sigma \cdot N \cdot \Delta x \qquad [1]$$

Una interpretación geométrica de esta ecuación se puede ver en la Fig.4.2

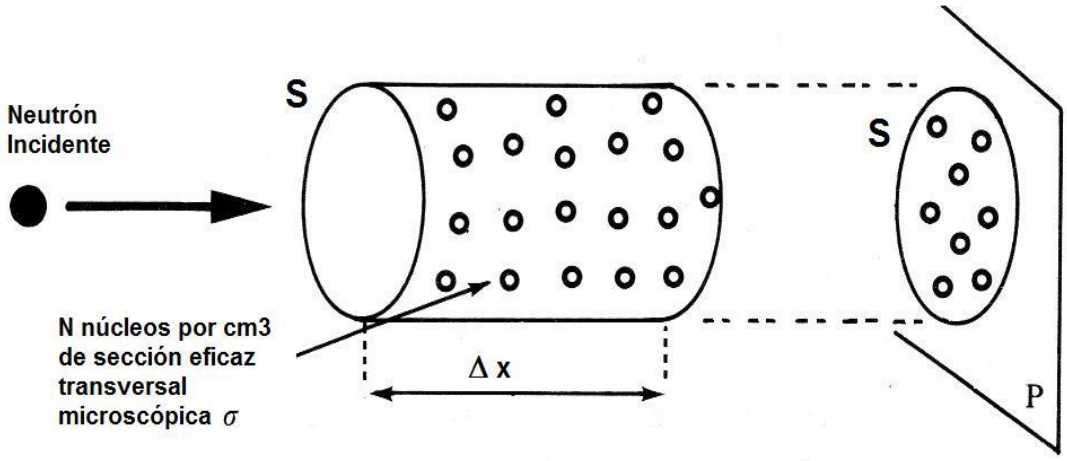

Figura 4.2. Interpretación geométrica de la sección eficaz microscópica

Un cilindro de área S y altura Δx presenta $N \cdot S \cdot \Delta x$ núcleos del elemento que reacciona. Supongamos que cada núcleo se encuentra en el centro de un círculo de área σ , perpendicular a la dirección del haz incidente, tal que si el neutrón incide en un punto de ese círculo, la reacción nuclear se produce, y si incide fuera, la reacción con ese núcleo particular no se produce. Debe ponerse énfasis en que σ es una propiedad del sistema partícula incidente-núcleo blanco y en cuanto tal no se relaciona sin más con el área $\pi \cdot r_A^2$ que el núcleo presenta a las partículas del haz, cuando r_A representa el radio del núcleo. El parámetro σ depende de la energía de la partícula incidente, del estado del núcleo con el cual esa partícula interactúa y del tipo de reacción nuclear considerado, puesto que un mismo tipo de partícula incidente sobre un mismo tipo de núcleo puede dar lugar a varias reacciones nucleares diferentes (por ejemplo un neutrón térmico incidente sobre un núcleo de 235-U puede originar una captura con formación de 236-U y emisión de un fotón gamma, o puede originar una reacción de fisión que a su vez puede proseguir por varios canales alternativos produciendo diferentes pares de núcleos producto).

La sección eficaz microscópica de reacción σ describe entonces un aspecto de la interacción entre un núcleo y una partícula (en este caso un neutrón, pero podría ser un fotón, un protón, un deuterón u otra partícula) para dar lugar a una reacción nuclear. Es una propiedad emergente del sistema núcleo-partícula, que solo puede comprenderse bien cuando se la considera desde ese punto de vista.

Posee las mismas dimensiones que una superficie. Como el área correspondiente a las secciones eficaces microscópicas es muy pequeña, se mide en unidades denominadas

barns: $1\text{barn} = 10^{-28} m^2$ Las áreas de los círculos $\pi \cdot r_A^2$ que los núcleos de un material presentan cuando son vistos por las partículas de un haz, toman valores del orden del barn.
La mayor parte de las secciones eficaces microscópicas para reacciones con neutrones adoptan valores comprendidos entre 0.1 y 10 barns, pero algunas reacciones producidas por neutrones lentos presentan secciones eficaces microscópicas del orden de 10^5 barns.
En líneas generales, se observa que σ **aumenta cuando la energía del neutrón incidente disminuye**. Sobre esta tendencia promedio se superponen incrementos significativos, conocidos como picos de resonancia, localizados en torno a ciertas energías de los neutrones incidentes [11]. Los picos de resonancia se consideran un indicador de la formación de núcleos compuestos como etapa intermedia en la reacción nuclear. Se corresponden con algunos de los niveles de energía discretos (cuánticos) del núcleo compuesto. El ancho de los picos de resonancia se puede relacionar con la incertidumbre en esos niveles de energía, y a partir de esas incertidumbres se puede estimar duraciones posibles para los núcleos compuestos.

Si Δx es lo bastante pequeño, podemos proyectar todas las áreas σ contenidas en el elemento de volumen $S \cdot \Delta x$ y la superficie de una sección transversal (de área S) de ese elemento, sobre un plano P perpendicular al haz, como sugiere la figura, sin que los elementos de área σ se solapen entre sí. La probabilidad de que un neutrón reaccione dando lugar a una captura radiante al atravesar el elemento de volumen considerado es igual al cociente entre la suma $\sigma \cdot N \cdot S \cdot \Delta x$ de todas las áreas proyectadas de secciones eficaces de reacción y el área S:

$$\Delta P = \frac{\sigma \cdot N \cdot S \cdot \Delta x}{S} \qquad [2]$$

La probabilidad ΔP de que un neutrón reaccione con un núcleo de esa forma se puede medir por la fracción del total de partículas incidentes (neutrones) que efectivamente se involucran en la reacción nuclear considerada. Si la intensidad del haz cuando incide en la cara proximal del elemento de volumen es de $I(x)$ partículas (neutrones) por m^2 y

---

[11] Una comprensión a fondo de lo que es la sección eficaz microscópica de una reacción nuclear solamente se puede obtener sobre la base conceptos de mecánica cuántica y de física nuclear. Para fines prácticos, en ingeniería nuclear se puede recurrir a bibliotecas de datos experimentales que relacionan las secciones eficaces de diferentes reacciones que se pueden producir en diferentes clases de núcleos, con la energía de la partícula incidente.
No obstante, es posible obtener una clave para comprender el comportamiento de σ con la energía del neutrón recurriendo al comportamiento ondulatorio de las partículas. La longitud de onda de de Broglie viene dada por la fórmula $\lambda \approx \frac{h}{p}$, donde p es la cantidad de movimiento de la partícula. En la aproximación no relativista, aplicable a los neutrones libres, $p \approx m_n \cdot u$, siendo m_n la masa de reposo y u la velocidad del neutrón. Si suponemos que σ es proporcional a la longitud de onda asociada al neutrón en movimiento y que E es la energía cinética del neutrón, resulta $\sigma \propto \frac{1}{u} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ lo cual concuerda con los resultados de los experimentos para energías situadas fuera de los picos de resonancia.

por segundo, y cuando sale del elemento es $I(x+\Delta x)$, entonces la fracción de partículas que reacciona en el elemento de volumen $S \cdot \Delta x$ es $\dfrac{S \cdot (I(x) - I(x+\Delta x))}{S \cdot I(x)}$.

Teniendo en cuenta lo anterior:

$$\frac{(I(x) - I(x+\Delta x))}{I(x)} \approx \Delta P = \sigma \cdot N \cdot \Delta x \qquad [3]$$

Entonces la disminución $\Delta I(x) = I(x+\Delta x) - I(x)$ de la intensidad del haz debido a que desaparecen las partículas (neutrones) que reaccionan es $\Delta I(x) \approx -\sigma \cdot N \cdot \Delta x \cdot I(x)$

Por cada neutrón que desaparece, aparece un fotón γ .

Midiendo el número de fotones que emergen de la lámina por m^2 y por segundo (suponiendo que la lámina es lo bastante delgada como para que salgan prácticamente todos los fotones de ella) se puede estimar $\Delta I(x) = I(x+\Delta x) - I(x)$.

Si conocemos la intensidad incidente y el número de núcleos del elemento ${}^{A}_{Z}X$ por unidad de volumen, podemos hallar

$$\sigma \approx -\frac{\Delta I}{N \cdot I \cdot \Delta x} \qquad [4]$$

Pasando al límite para $\Delta x \to 0$ se obtiene $\dfrac{dI(x)}{dx} = -(\sigma \cdot N) \cdot I(x)$ e integrando esta ecuación diferencial entre 0 y x resulta:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\sigma \cdot N \cdot x} \qquad [5]$$

Así la intensidad del haz incidente se atenúa en forma exponencial al atravesar el material. Como la función exponencial decreciente se aproxima a cero cuando x crece pero no se anula nunca, algún neutrón siempre logra atravesar un espesor dado de material. Esta misma ley de atenuación exponencial se aplica también a los fotones γ. No hay, pues, blindaje perfecto para radiaciones γ y para neutrones.

La probabilidad, por unidad de longitud en la dirección del haz incidente, de que se produzca una interacción entre una partícula del haz (un neutrón en este caso) y un blanco en el material (un núcleo del tipo ${}^{A}_{Z}X$) viene dada por

$$\frac{\Delta P}{\Delta x} = \sigma \cdot N \qquad [6]$$

El parámetro $\Sigma = \sigma \cdot N$ se denomina **sección eficaz macroscópica de interacción**, y su dimensión es la recíproca de una longitud. La longitud promedio $\bar{x}$ que una partícula recorre sin interactuar en un medio homogéneo es[12] igual a $\dfrac{1}{\Sigma}$:

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma} \qquad [7]$$

---

[12] Consideremos una losa de espesor muy grande respecto de $\dfrac{1}{\Sigma}$. La probabilidad de que una partícula del haz que penetra en el material no sufra una interacción entre $x = 0$ y x_k es igual a $\dfrac{I(x_k)}{I(0)} = e^{-\Sigma \cdot x_k}$. La probabilidad de que si la partícula ha llegado hasta x_k, sufra una interacción entre x_k y $x_k + \Delta x_k$, y por lo tanto haya tenido un recorrido libre x_k (a menos de una incertidumbre Δx_k que haremos tender a cero) es $\Delta P_k = \Sigma \cdot \Delta x_k$. Entonces, suponiendo

Cuando las partículas que interaccionan con el material no forman un haz colimado, sino que se mueven en todas direcciones, como los neutrones en los materiales que constituyen el núcleo de un reactor, es conveniente introducir un nuevo parámetro, el **flujo**, que para partículas con la misma energía se define así, siendo n el número de partículas por unidad de volumen y u su velocidad:

$$\phi = n \cdot u \qquad [8]$$

El flujo puede interpretarse como la suma de las longitudes recorridas (con independencia de la dirección del movimiento) en una unidad de tiempo, por las partículas contenidas en una unidad de volumen.

Ahora bien, la probabilidad de interacción, por unidad de longitud de trayectoria, con los elementos blanco en el material (en nuestro caso núcleos de ${}^{A}_{Z}X$), dada por la fórmula [6], se puede extender al caso en el que las partículas se mueven en todas direcciones.
Entonces el número de interacciones del tipo considerado, por unidad de volumen y por unidad de tiempo, es decir, en nuestro ejemplo, la velocidad de la reacción de captura radiante de neutrones (dada por el número de eventos por unidad de tiempo y por unidad de volumen), vendrá dado por

$$(\sigma \cdot N) \cdot (n \cdot u) = \Sigma \cdot \phi \qquad [9]$$

Además de reacciones de captura radiante del tipo (n,γ) , los neutrones pueden participar en colisiones elásticas (n,n) (en las que no se forma un núcleo compuesto), en colisiones inelásticas (n,n') (en las que se forma un núcleo compuesto que decae emitiendo un neutrón de menor energía, n' y un fotón γ), en reacciones de fisión y otras reacciones nucleares. Dados el neutrón, el núcleo blanco y el canal de reacción, tenemos una sección eficaz microscópica que caracteriza la interacción y que permite calcular la velocidad de reacción por unidad de volumen, aplicando la fórmula [9].

A su vez, los fotones interactúan por tres mecanismos principales: absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y producción de pares electrón-positrón.
Durante la absorción fotoeléctrica el fotón desaparece absorbido por un átomo (la interacción es con el átomo como un todo) y un electrón es eyectado del átomo.
En el caso de la dispersión Compton la interacción se da entre el fotón y un electrón de un átomo: luego de la colisión entre el fotón incidente y un electrón, el electrón sale despedido del átomo junto con un fotón de menor energía que el incidente.
La producción de pares debe ocurrir en la cercanía de un núcleo atómico y exige que la energía del fotón sea superior a un umbral de 1.02 MeV, que corresponde a la suma de las energías de reposo de las dos partículas que se forman, $2 \cdot m_e \cdot c^2$

---

que los sucesos son independientes, la probabilidad de que llegue hasta x_k y sufra una interacción entre x_k y $x_k + \Delta x_k$ es $e^{-\Sigma \cdot x_k} \cdot \Sigma \cdot \Delta x_k$. El recorrido libre promedio puede estimarse entonces por $\bar{x} \approx \sum_k x_k \cdot e^{-\Sigma \cdot x_k} \cdot \Sigma \cdot \Delta x_k$, o bien pasando al límite,

$$\bar{x} = \int_0^\infty x \cdot e^{-\Sigma \cdot x} \Sigma \cdot dx = \frac{1}{\Sigma}$$

Si bien el predominio de uno u otro de estos tres mecanismos depende de los números atómicos de los átomos del material irradiado, en líneas generales, y solo con fines de orientación, se puede decir que si la energía de los fotones es inferior a 100 keV predomina el efecto fotoeléctrico, mientras que si la energía de los fotones es superior a 10 MeV predomina la formación de pares. A energías intermedias predomina el efecto Compton.
La probabilidad de que un fotón sea removido de un haz por alguno de estos tres mecanismos, es decir, la sección eficaz macroscópica total, es la suma de las probabilidades de que sea removido por cada uno de ellos. Para fotones de energía E, introduciendo las secciones eficaces microscópicas $\tau(E)$(efecto fotoeléctrico) $\sigma(E)$(dispersión Compton) y $\kappa(E)$(formación de pares, esta sección eficaz se anula cuando E es inferior al umbral de 1.02 MeV) así como el número de átomos por unidad de volumen N (suponiendo que son todos de un mismo elemento químico) la sección eficaz macroscópica total es:

$$\mu(E) = N \cdot [\tau(E) + \sigma(E) + \kappa(E)] \qquad [10]$$

Se la denomina coeficiente de atenuación lineal del haz de fotones, y se la representa con la letra μ en lugar de la letra Σ. Si ρ representa la densidad del material, se introduce el **coeficiente de atenuación másico** $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$. Para una energía dada de los fotones, el coeficiente másico no depende del estado de agregación del material (gaseoso, líquido o sólido).
La fórmula [5] para la atenuación lineal de un haz, aplicada a un haz de fotones mono-energéticos, se puede re-escribir así, en función del coeficiente de atenuación másico μ_m y del denominado **espesor másico** del medio $\rho \cdot x$ (su unidad es el kg/m^2):

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu_m \cdot \rho \cdot x} \qquad [11]$$

Dado un coeficiente másico de atenuación lineal, es ahora el espesor másico quien determina la atenuación del haz de fotones.
Lo dicho, puede generalizarse para un material constituido por varios elementos químicos diferentes, ya sea formando compuestos químicos puros o mezclas.
El efecto de los fotones γ o X, al igual que el de los neutrones, es indirecto: son los electrones rápidos u otras partículas cargadas que se producen como consecuencia de sus interacciones los que presentan el mayor poder ionizante y provocan mayor daño en los materiales.

Así el daño por radiación se produce por el depósito de energía proveniente, directa o indirectamente, de los fotones gamma, los neutrones, los electrones y las partículas alfa en los materiales. Este depósito de energía conduce a daños asociados con los procesos de ionización y de desplazamiento atómico.

Desde el punto de vista del emplazamiento y operación de una central nuclear, lo que más importa son los daños que se podrían producir sobre los tejidos biológicos.
No obstante, los daños provocados en los materiales que forman el núcleo del reactor tienen mucha importancia tanto desde el punto de vista del diseño de ingeniería (incluyendo aspectos de confiabilidad y seguridad) y como desde el punto de vista del mantenimiento de la central.
El daño depende del tipo de radiación y del tipo de material afectado. Los metales y sus aleaciones (donde predominan los enlaces metálicos), así como los materiales cerámicos

(donde predominan los enlaces iónicos) son más resistentes a las radiaciones ionizantes que los tejidos biológicos (donde hay muchos enlaces covalentes y de Van der Waals).
En los materiales del núcleo del reactor el daño se produce por tres mecanismos: el desplazamiento de electrones y átomos, la liberación de grandes cantidades de energía en volúmenes muy pequeños, y la producción de impurezas por transmutación de unos elementos químicos en otros. Como consecuencia de estos cambios a nivel microscópico se alteran las propiedades físicas y fisicoquímicas del combustible, el moderador, el refrigerante y los materiales estructurales.
Contribuyen al daño en los materiales: los fragmentos de fisión, los neutrones rápidos, los rayos gamma, y las radiaciones retardadas debidas a la desintegración de los productos de fisión y de los elementos transmutados. Pero como todo el daño producido por las radiaciones se relaciona con los neutrones y sus interacciones, la magnitud de ese daño se puede relacionar con la historia de flujo neutrónico en el reactor. El producto del valor promedio del flujo (que en los reactores de potencia suele tomar valores en el intervalo de 10^{13} a 10^{14} neutrones por cm^2 y por segundo) por la duración del intervalo de tiempo considerado se denomina **fluencia neutrónica** y reemplaza, cuando se cuantifica el daño en el caso de los materiales del núcleo de un reactor, a la **dosis de radiación** (es decir, la energía de la radiación entregada por unidad de masa) que es absorbida por dichos materiales durante ese mismo intervalo de tiempo.

4.2 Nociones sobre dosis de radiaciones y protección radiológica

En el caso de los tejidos biológicos, a grandes rasgos se puede decir que el daño se debe a la producción de radicales libres oxidantes como consecuencia de los eventos de ionización asociados con la absorción de la radiación.
Los efectos son por lo general tanto más notorios cuanto mayor es la cantidad de energía absorbida por unidad de masa de un tejido o de un organismo (dosis).
La unidad de dosis absorbida (dosis = intensidad X tiempo) es el **Gray** (Gy):

$$1 \cdot Gray = \frac{1 \cdot Julio.de.energía.absorbida}{kg.masa.de.material}$$

Para tener una idea de lo que cabe esperar causen fotones, o partículas con estas energías cuando se encuentran asociadas con procesos de ionización a nivel molecular en una célula, veamos algunos ejemplos.
Una dosis de 10 Gy produce 1.95×10^{15} ionizaciones en una masa de un gramo y un aumento de temperatura en el medio (una porción de un tejido biológico) de 0.002 º C.
Como una célula posee una masa del orden de 10^{-9} gramos, esos 10Gy producen 2×10^{6} ionizaciones por célula. Pero como una célula posee aproximadamente 10^{13} moléculas de agua y 10^{8} macromoléculas y otro tipo de moléculas, resulta que menos de una en 10^{7} moléculas experimentan una ionización. Entonces cabría esperar que la mayoría de las ionizaciones se produjeran en moléculas de agua, a las que la radiación consistente en partículas cargadas les arranca un electrón:

$$H_2 0 + radiación \rightarrow H_2 0^+ + e^-$$

Ese electrón se rodea transitoriamente de moléculas de agua (electrón acuoso e_{ac}^-) y migra a su vez, reaccionando con una molécula de agua o con un ión hidronio, para producir radicales libres:

$$e_{ac}^- + H_2 0 \rightarrow H_\bullet + 0H_\bullet^- \qquad e_{ac}^- + H_3 0^+ \rightarrow H_\bullet + H_2 0$$

Si la partícula cargada no arranca un electrón de la molécula de agua, esta puede sufrir una excitación suficiente para disociarla en dos radicales libres sin carga eléctrica:

$H_2 0^* \rightarrow H_\bullet + 0H_\bullet$ Los radicales se combinan entre sí formando peróxido de hidrógeno $OH_\bullet + OH_\bullet \rightarrow H_2O_2$ e hidrógeno molecular $H_\bullet + H_\bullet \rightarrow H_2$

Los radicales libres y el peróxido de hidrógeno, químicamente muy reactivos, actúan a su vez sobre las macromoléculas de la célula.

También pueden producirse eventos de ionización, excitación electrónica o incluso excitación térmica directamente en otras moléculas distintas a las moléculas de agua, en particular en las de ácidos nucleicos o proteínas.

Supongamos que una molécula de masa intermedia, digamos de $m = 2 \times 10^{-20}$ gramos, absorbe en forma de calor una energía $\Delta Q = 100eV$ como resultado de una irradiación. Como $100eV$ equivalen a 4×10^{-18} calorías, asumiendo una capacidad calorífica específica de $c = 1 \frac{caloría}{^{o}C \times gramo}$, entonces el incremento de temperatura ΔT (y por ende la excitación térmica de traslación, vibración y rotación) que sufre esta molécula como consecuencia de haber absorbido los $100eV$ es muy significativa:

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{c \cdot m} = \frac{4 \times 10^{-18}}{1 \times 2 \times 10^{-20}} = 200^{o} C$$

En general, en promedio un evento de colisión asociado con el pasaje de una partícula cargada libera unos 60 eV. Esto alcanza para arrancar electrones con suficiente energía como para engendrar electrones secundarios de las moléculas próximas. Como la energía de enlace de estos electrones es de 3 o 4 eV, la energía absorbida durante el evento primario (60 eV) es 15 o 20 veces mayor que la energía de los enlaces de los electrones a las moléculas. Además de ionizaciones, se pueden producir estados excitados más o menos localizados, cuya energía puede migrar a regiones de la misma molécula donde los enlaces son más débiles y se rompen. Queda claro que una descripción microscópica detallada de los efectos de las radiaciones ionizantes es sumamente compleja, en muchos casos se acompaña de bastante incertidumbre y en otros ni siquiera es factible. Por este motivo, para fines de protección contra las radiaciones se emplea un enfoque macroscópico, mucho menos detallado pero con una base empírica firme.

Así cada fuente de radiación se caracteriza por su **efectividad biológica relativa** (EBR), que es el cociente entre una medida del daño causado por una cantidad dada de esa radiación y la medida del daño causado por la misma cantidad de energía depositada por rayos X de 100 keV. La eficiencia biológica relativa se toma 1 para los rayos X, beta y gamma, y 20 para los rayos alfa.

El concepto de exposición a la radiación o **dosis equivalente** tiene en cuenta su EBR. La unidad de **exposición a la radiación** es el **Sievert** (Sv):

$$Dosis.equivalente(Sv) = Dosis.de.energía.absorbida(Gy) \times EBR$$

Muchas veces se utiliza, como unidad de dosis absorbida, una unidad 100 veces menor que el Gray, denominada **rad**.

Corresponde a una dosis absorbida de $0{,}01 \cdot Julio / kg = 100 \cdot ergs / gr$.

Cuando se usa el rad como unidad de dosis absorbida, la unidad de exposición a la radiación (dosis equivalente, teniendo en cuenta la eficiencia biológica de la radiación considerada) es el **rem**.

A su vez, con la **dosis eficaz** se introduce una medida del **riesgo** que conlleva una cierta exposición, el cual depende del tejido biológico afectado:

$$Dosis \cdot eficaz = Dosis \cdot equivalente \times factor \cdot de \cdot ponderación$$

Como ejemplo, el factor de ponderación para una irradiación de cuerpo entero es 1 para el cuerpo, y 0.05 para la tiroides. A vía de ejemplo de las diferencias entre las actividades de los radioelementos y sus eficacias para provocar un daño posible, resulta interesante el siguiente caso: para inhalar una misma dosis eficaz (con efectos a nivel del aparato respiratorio y el resto del organismo) se precisa 50000 veces más Bq de tritio que de torio natural, y 3000 veces más Bq de tritio que de estroncio-90.

Es necesario distinguir entre la irradiación debida a fuentes externas, más o menos alejadas del cuerpo de una persona, cuyas radiaciones penetran más o menos profundamente, de la irradiación interna debida a radioelementos que pueden estar presentes por una u otra razón en los tejidos biológicos.
El concepto de irradiación se vincula estrechamente con, pero debe distinguirse claramente de, la contaminación por radioisótopos naturales o artificiales. El término **contaminación radioactiva** se utiliza en sentido amplio para referirse a la presencia de sustancias radioactivas en forma líquida, gaseosa o de partículas, que se depositan en el suelo, en las superficies de las viviendas, en otros objetos (como productos industriales), y en la piel, o se introducen al interior del organismo por inhalación, ingestión, heridas superficiales o transporte a través de la piel. La contaminación de los objetos, de los productos y los tejidos biológicos se expresa en Bq por cm^2, o en Bq por cm^3, según se trate de una superficie o de un volumen contaminado.
El tiempo que permanece una población contaminante de núcleos radioactivos en un organismo depende de su período de semi-desintegración o **período físico** T_F, y de su **período biológico**, T_B, que es el tiempo luego del cual la mitad de la contaminación ha sido eliminada por procesos metabólicos y de excreción, siendo reemplazada por átomos no radioactivos.
Este tiempo biológico depende de las características fisicoquímicas de la sustancia contaminante. Ambos procesos, la desintegración radioactiva y el recambio fisiológico de la población contaminante se producen en paralelo. Entonces se puede definir un tiempo efectivo T_E para tener en cuenta ambos períodos: $\frac{1}{T_E} = \frac{1}{T_F} + \frac{1}{T_B}$ o, en forma equivalente: $T_E = \frac{T_F \cdot T_B}{(T_F + T_B)}$ Entonces, cuando hay una diferencia significativa entre T_F y T_B, el menor de ellos pesa más en la determinación del valor que adopta el tiempo efectivo T_E.
Así, el tritio, emisor de radiación beta con 12.3 años de período físico, que se encuentra en forma de moléculas de agua, es eliminado rápidamente por la orina y las moléculas que lo transportan son sustituidas por moléculas de agua liviana durante la ingesta de agua diaria. Pero el estroncio-90, también emisor beta y 30 años de período físico, con un metabolismo muy similar al del calcio, se fija en los huesos y su tiempo de recambio biológico es mucho más extenso que el del tritio. Este es uno de los motivos (pero no el único) que hacen que una misma dosis eficaz implique 3000 veces más Bq de tritio que de estroncio-90.

La exposición global de las poblaciones humanas a las radiaciones ionizantes se origina en dos fuentes: el **fondo radioactivo natural** y las **actividades médicas** que emplean

radiaciones con fines de diagnóstico y tratamiento. El aporte combinado de otras actividades, como el empleo de trazadores radioactivos en estudios industriales y ambientales, así como los diferentes procesos involucrados en la generación núcleo-eléctrica, es mucho menor.
La exposición natural nos ha acompañado desde que la humanidad existe, y se produce de dos formas: por una parte una exposición externa (radiaciones que nos llegan desde fuera de nuestro cuerpo) a los rayos cósmicos y a radiaciones provenientes de elementos radioactivos del suelo (y también una pequeña fracción de radiación gamma proveniente de personas próximas a nuestros cuerpos); por otra parte una exposición interna debida a que nuestro organismo incorpora esos mismos elementos radioactivos, como el potasio-40, el carbono-14 y algunos elementos radioactivos pertenecientes a las familias naturales del uranio y el torio (por eso emitimos un poco de radiación gamma, que resulta medible sin dificultad utilizando detectores de cuerpo entero adecuados).

En el cuerpo humano hay unos 10000 Bq de radioactividad natural. Los radioelementos correspondientes entregan una dosis equivalente de 0.2 mSv por año (conocida como DARI: dosis anual por radioelementos incorporados).
Resulta ilustrativa la siguiente comparación tomando el DARI como unidad:

(a) La irradiación anual que recibe un habitante promedio debido a la industria nuclear en un país como Francia es de 0.1 DARI
(b) La irradiación anual humana debido su propia radioactividad natural es de 1 DARI.
(c) La radiación de origen cósmico a nivel del mar corresponde a 5 DARI por año.
(d) La dosis anual entregada por los suelos radioactivos es de 10 DARI.
(e) Un estudio para la obtención de imágenes médicas por rayos X puede implicar para el paciente una dosis de 40 DARI.
(f) 30000 DARI recibidos a cuerpo entero es una dosis mortal de radiación.
(g) 450000 DARI pueden recibirse, muy localizados, en un proceso de radioterapia.

En un país típico de la Comunidad Europea y para una persona promedio, la exposición anual a las fuentes naturales de radiación puede estar próxima a los 2.5 mSv, mientras que la exposición anual debida a actividades médicas puede estar próxima a los 1.5 mSv. Multiplicando la dosis eficaz promedio total por persona, por el número de integrantes de una población, se puede estimar la dosis colectiva de origen natural, de origen médico y de otro origen que sea cuantificable, lo cual a su vez resulta útil para predecir, junto con información adicional, las frecuencias de ciertos efectos de las radiaciones que son probabilísticos.
La exposición de origen natural varía de una región geográfica a otra, porque varía la riqueza de elementos radioactivos del suelo o varía la altura respecto del nivel del mar (a mayor altura mayor exposición a los rayos cósmicos, por lo cual la exposición aumenta notablemente durante los viajes en avión). Otra causa de exposición variable es el radón, cuando se acumula en algunas viviendas y puede conducir a exposiciones 10 veces superiores al promedio correspondiente a este radioelemento. Resulta notable que en la población de Ramsar, en Irán, la gente se encuentra sometida a una exposición anual a la radiación gamma de 100 mSv, pero al parecer esto no produce efectos demostrables sobre la salud de la población.

En todas las circunstancias de exposición a las radiaciones por motivos de trabajo se debe utilizar el principio de “tan bajo como sea razonablemente alcanzable” (a menudo designado como ALARA), de modo que tanto la exposición ocupacional promedio

como la exposición del público debido a la operación de las centrales nucleares es de hecho mucho menor que los valores umbral que separan las exposiciones permitidas de las no permitidas.
Los umbrales (valores máximos) de exposición ocupacional anual que se admiten para los trabajadores involucrados en el uso industrial de las radiaciones son mucho mayores que los umbrales de exposición anual debida a esas actividades que se admiten para el público en general. Mientras que el límite ocupacional anual se ha fijado en 50 mSv, el límite anual para el público se ha fijado en 1mSv. Compárese estos valores máximos admisibles para la exposición debida al uso industrial de las radiaciones con una exposición anual promedio a fuentes de radiación diversas, naturales y de uso médico, 3.5 mSv, y con la exposición anual a la radiación natural de los habitantes de Ramsar, 100 mSv.

Si la radiación proviene de fuentes externas al organismo la protección se basa en:
-minimizar el tiempo de exposición a la radiación,
-maximizar la distancia entre el organismo y la fuente,
-interponer materiales que absorben la radiación (blindajes) entre la fuente y el organismo, o
-una combinación adecuada a las circunstancias de los tres principios anteriores.

Si la exposición es a radiación que proviene de fuentes internas al organismo, su control debe hacerse minimizando la ingestión o la inhalación del material de esas fuentes. Las regulaciones establecen las máximas concentraciones permisibles (MCP) de cada radioisótopo en aire y en agua, sobre la base de una estimación del consumo diario y teniendo como objetivo mantener las exposiciones a lo largo del tiempo de vida de una persona por debajo de límites aceptables.

4.3 Efectos biológicos de las radiaciones

Los efectos biológicos de las radiaciones ionizantes se pueden dividir en dos categorías: **efectos deterministas** y **efectos estocásticos**[13]. Todos ellos comparten una cadena de eventos que comienza con un conjunto de ionizaciones localizadas en algún lugar de una célula. Estas ionizaciones pueden alterar en forma directa algunas macromoléculas o bien producir radicales libres tóxicos. Estos últimos, luego de una secuencia de reacciones químicas combinadas con procesos de transporte de los radicales y de sus

[13] A veces se distingue entre eventos aleatorios y eventos estocásticos. En general se reserva el término aleatorio para referirse a eventos tales como el decaimiento radioactivo de los núcleos atómicos, cuya probabilidad de producirse es la misma en todo momento, independiente de cualquier parámetro. Cada uno de los resultados de una secuencia de extracciones de una bola, al azar y **con reposición**, tomada de una urna con bolas de diferentes colores, es un evento aleatorio en este sentido del término. En cambio, un evento se denomina estocástico cuando la probabilidad de que se produzca depende de los eventos previos. Cada uno de los resultados de una secuencia de extracciones de una bola, al azar y **sin reposición**, tomada de una urna con bolas de diferentes colores, es un evento estocástico porque la probabilidad de extraer una bola de un color dado, a partir de la segunda extracción, depende de los eventos previos. Lo mismo ocurre cuando una célula es irradiada: la probabilidad de observar un efecto depende en general de si han ocurrido o no ciertos eventos previos. Por ejemplo, un efecto puede aparecer luego de que se han producido tres mutaciones en determinados sitios de una molécula de ADN del núcleo de una célula. La probabilidad de observar el efecto luego de una irradiación de esa célula depende entonces de si ya se produjeron o no dos de las mutaciones necesarias, y si así fue, cuáles son esas mutaciones.

productos de reacción, en las adyacencias del lugar del daño primario, pueden terminar por afectar a una parte más o menos significativa de las macromoléculas de la célula.

Si la dosis absorbida supera un cierto umbral, la célula muere. El efecto es determinista. Si las células que mueren son muy pocas, el tejido puede reparar la lesión luego de un proceso inflamatorio local desencadenado por los productos de la destrucción celular: se ponen en marcha mecanismos reguladores hormonales, vasculares y nerviosos. Si la dosis local es de varios Sievert se pueden forman cicatrices duraderas. En líneas generales los tejidos más sensibles son los que renuevan sus células con rapidez y están formados por células inmaduras precursoras de tipos de célula más diferenciados.
La velocidad con que se absorbe una dosis (tasa de dosis) juega un papel importante. Una dosis extendida en el tiempo o dividida en pequeños paquetes permite a los mecanismos de reparación de las lesiones moleculares, que actúan a nivel de cada célula, reparar total o parcialmente las lesiones. Si la célula muere, da tiempo a los mecanismos de reparación tisular para movilizar sus reservas de células inmaduras o reclutar células externas al tejido para asegurar la función de célula progenitora. A medida que la dosis y la tasa de dosis absorbida aumentan y abarcan regiones cada vez más extensas del cuerpo, los efectos deterministas se hacen cada vez más severos, hasta conducir a la muerte de la persona.

Si como consecuencia de la dosis absorbida la célula no muere, pero las moléculas de ADN, portadoras de la información básica del código genético han sido afectadas y los mecanismos celulares de reparación de lesiones en el ADN no han tenido éxito, se instalan una o más mutaciones en los cromosomas del núcleo celular. En general el número de mutaciones crece cuando crece la dosis absorbida, pero la gravedad de los efectos para el organismo como un todo no depende de la dosis.
Si las mutaciones producidas impiden la división celular, la célula no tiene descendencia y termina por ser eliminada. Pero si es capaz de dividirse, aparecen los denominados efectos estocásticos. Algunas de estas mutaciones pueden originar una estirpe de células somáticas cancerosas. Si el sistema inmunológico las elimina o las mantiene controladas (por debajo de un cierto número crítico que depende del tejido y del tipo de célula potencialmente cancerosa) las cosas se quedan ahí. De hecho, estudios histopatológicos detallados realizados en personas de edades comprendidas entre los 50 y los 70 años, fallecidas por trauma, muestran a menudo colonias microscópicas de células cancerosas (conocidas como tumores in situ) pero estos tumores in situ no se acompañan con el desarrollo de la enfermedad[14].
Es particularmente interesante el caso de la glándula tiroides, porque casi el 100% de los autopsiados presentan carcinomas de tiroides in situ, pero solamente al 0.1% de las personas de este grupo de edades se les diagnostica cáncer de tiroides durante ese período de su vida. Si el sistema inmunológico falla, se desarrollan cánceres, como consecuencia de la irradiación (en la sangre, leucemias, o en el resto de los tejidos, tumores sólidos).

---

[14] La aparición de alteraciones patológicas localizadas a nivel histológico, más o menos numerosas pero que no dan manifestaciones a nivel clínico porque permanecen latentes sin comprometer la función de los órganos, es al parecer un hecho común. Durante un panel de discusión sobre formación de físicos médicos e integración multidisciplinaria que se realizó durante el Taller Internacional de Física Médica de 1988, en Bariloche, René Favaloro (el famoso médico cirujano) nos llamaba la atención sobre la cantidad de regiones con micro-infartos, sin manifestaciones clínicas aparentes, que se solían encontrar en el miocardio durante operaciones quirúrgicas realizadas por diversos motivos. Pero, decía, si estas regiones comienzan a unirse…

Si las mutaciones se producen en las células germinales, y estas no son eliminadas, resultan efectos hereditarios.
La Fig.4.3 presenta un resumen de los efectos deterministas y de los efectos estocásticos de las radiaciones.

Figura 4.3: Esquema de los efectos biológicos de las radiaciones ionizantes

Desde hace muchos decenios se discute el problema de si los efectos estocásticos de las radiaciones ionizantes presentan o no un umbral, es decir, si existe una dosis por debajo de la cual estos efectos no se producen. En los estudios de la relación entre la incidencia de un determinado efecto en una población y la dosis que se estima recibió dicha población, por lo general se dispone de datos estadísticos a partir de una dosis mínima. Las inferencias que se realizan para dosis menores se obtienen por lo general del ajuste de modelos, no de determinaciones experimentales. Como se verá en la sección próxima, puede haber mucha incertidumbre en la medición de niveles bajos de radiación y en las dosis correspondientes. Siempre resulta una posición más conservadora el admitir que el umbral no existe, aunque los conocimientos más recientes sobre los mecanismos de respuesta de las células irradiadas y ciertos estudios epidemiológicos sugieren que el umbral efectivamente existe.

4.4 Detección y medición de las radiaciones

La detección de las radiaciones ionizantes se basa en los procesos de interacción con la materia considerados en la sección 4.1. Los detectores convierten eventos invisibles en señales visibles y cuantificables.

4.4.1 Detectores

Los detectores más simples son las placas fotográficas: el bromuro de plata dispersado en capas de 10 a 20 μm en gelatina, es ionizado por las radiaciones, creando una imagen latente que se hace visible con el proceso de revelado. El ennegrecimiento de las placas en las radiografías industriales o médicas, o en las gammagrafías industriales,

suministra al examen visual información cualitativa muy valiosa, que puede ser cuantificada por medio de densitómetros ópticos.

Los detectores basados en la ionización de gases por la acción de las radiaciones, como las cámaras de ionización, los contadores Geiger-Müller y los contadores proporcionales, transforman las partículas cargadas o los fotones ionizantes que interactúan con las moléculas de gas, en impulsos eléctricos o en una corriente eléctrica sostenida que se colectan mediante un par de electrodos polarizados (entre los cuales se aplica una diferencia de potencial eléctrico). En las centrales nucleares se utiliza este tipo de detectores para medir campos de radiación gamma fuera del núcleo del reactor, en cada sector de la instalación. En estudios geotécnicos de prospección de yacimientos de uranio y torio también se utiliza este tipo de detector.

Los detectores de centelleo constan de un volumen sensible de material sólido (ioduro de sodio dopado con talio) o líquido (solventes orgánicos con solutos fluorescentes). Se utilizan en estudios con trazadores en la industria y en el ambiente. Los volúmenes sensibles se encuentran acoplados a un tubo multiplicador que amplifica la señal luminosa generada en el volumen sensible. Con detectores de centelleo de estado sólido se miden bien fotones gamma y con detectores de centelleo líquidos se logran medir muy bien los rayos beta blandos que emite el tritio o en carbono-14.

Los detectores semiconductores permiten realizar una discriminación fina de la intensidad de los eventos en función de su energía, es decir, se pueden utilizar para la espectrometría de las radiaciones, ya sea en el análisis cualitativo o cuantitativo de vestigios de elementos en muestras utilizando métodos de fluorescencia de rayos X o bien por activación neutrónica de la muestra por un flujo neutrónico (generalmente de un reactor nuclear). Algunos requieren ser enfriados a la temperatura del nitrógeno líquido, pero existen otros, menos sensibles, que pueden ser empleados a temperatura ambiente o enfriados por efecto Peltier[15]. Estos últimos se utilizan en cámaras gamma, formando una matriz de detectores semiconductores que reemplazan con ventaja a los clásicos arreglos de detectores de centelleo y tubos foto multiplicadores para formar imágenes médicas o industriales.

Para medir flujos neutrónicos muy pequeños se utilizan detectores de trifluoruro de boro de gran volumen o cámaras de fisión de pequeño volumen. Los detectores de trifluoruro de boro poseen ^{10}B cuya sección eficaz de absorción de neutrones es muy grande (755 barns con neutrones térmicos) y genera una partícula alfa en cada reacción con un neutrón. La partícula alfa produce ionización en un gas y luego el proceso continúa como en el caso de la medición de fotones gamma o partículas cargadas. Como los detectores de trifluoruro de boro son de gran volumen, producen un valor promedio del flujo neutrónico. Para obtener valores casi puntuales del flujo se usan las cámaras de fisión. Éstas consisten en un pequeño tubo de vidrio sellado, con un gas y un par de electrodos en su interior. La pared interna del tubo está revestida por una película de uranio muy enriquecido, de modo que fisiona por acción de los neutrones. Los fragmentos de fisión producen una ionización muy intensa del gas, luego el proceso continúa como en el detector de trifluoruro de boro.

[15] El efecto Peltier consiste en el calentamiento o enfriamiento de las zonas de contactos de dos conductores formados por materiales diferentes, al ser atravesados por una corriente eléctrica.

Para medir flujos neutrónicos más bien altos, pero no demasiado (por ejemplo de 10^7 a 10^{12} neutrones por cm^2 y por segundo) se pueden utilizar cámaras de ionización compensadas. Estas cámaras son casi idénticas a las que se usan para medir campos de radiación gamma en las instalaciones próximas al núcleo del reactor, pero presentan una modificación: el circuito electrónico asociado posee la capacidad de discriminar entre la detección de un neutrón y la de un fotón gamma en base a que la forma del pulso eléctrico que en uno y otro caso se produce como consecuencia de la ionización del gas entre los electrodos polarizados. En los detectores que operan en los reactores de potencia se suele colocar un blindaje de plomo rodeando la cámara compensada para absorber una parte sustancial de la radiación gamma que de otra forma entraría a la cámara, produciendo pulsos no queridos. Los neutrones son muy poco afectados por el blindaje, por lo cual es posible medir flujos neutrónicos en presencia de un campo de radiación gamma muy intenso, como el que produce el combustible irradiado.
Para flujos neutrónicos todavía mayores (entre 10^{12} y 10^{15} neutrones por cm^2 y por segundo) como se pueden encontrar en reactores de potencia, el campo de radiación gamma representa ahora una fracción muy pequeña de los eventos de ionización en el núcleo del reactor, debidos en su casi totalidad al campo de flujo neutrónico. Como consecuencia ¡pueden emplearse nuevamente cámaras de ionización comunes! Si debido a su volumen y a otras razones, la cámara de ionización introduce perturbaciones inconvenientes en la reactividad del reactor, entonces se utilizan detectores auto-energizados de vanadio o de platino. Las reacciones nucleares de captura neutrónica por los núcleos de estos elementos generan isótopos inestables que decaen emitiendo radiación beta negativa. Los electrones de energías elevadas emitidos producen una corriente eléctrica proporcional al flujo neutrónico.

4.4.2 Dosímetros

Además de las medidas de actividad (número de desintegraciones por segundo) se tienen las medidas de dosis, fundamentales para la protección radiológica.
La dosimetría individual de los trabajadores expuestos a las radiaciones ionizantes permite estimar los riesgos a los que estos trabajadores están sometidos, y regular eventuales exposiciones futuras de esa persona a campos de radiaciones ionizantes.

Hay en uso tres clases de dosímetros.
-Los antiguos dosímetros basados en emulsiones fotográficas muy sensibles a dosis comprendidas entre decenas de mSv y varios Sv para los fotones gamma del cobalto-60. La emulsión está encerrada en una caja con varias pantallas (filtros) que permiten diferenciar la naturaleza y la energía de la radiación que entregó la dosis que se registra.
-Los dosímetros termo luminiscentes, compuesto de fluoruro o de borato de litio, se calientan a 150 º C y son capaces de restituir, en forma de luz, parte de la energía que han absorbido de la radiación. Poseen dos ventajas: (a) desde el punto de vista de la dosis debida a la irradiación, se parecen bastante a los tejidos biológicos y (b) son lo bastante pequeños como para colocarse en sitios de particular interés, como la punta de los dedos de un operador que inyecta un producto radioactivo.
-Los dosímetros electrónicos, que se basan en el contador Geiger-Müller y permiten controlar a tiempo real la dosis recibida, cosa que no es posible con los dosímetros fotográficos o termo luminiscentes.

4.4.3 Eficiencia, tiempo muerto y aspectos estadísticos

En principio, todos los detectores de radiación que poseen una electrónica asociada, como los que hemos estado describiendo, darán origen a un pulso de salida por cada

fotón o partícula que interactúe en un volumen que se denomina volumen activo. Si se trata de una partícula cargada, la excitación se produce en cuanto la partícula penetra en ese volumen activo. Si la partícula viaja una distancia lo bastante grande ionizando la materia que la rodea, el pulso resultante va a ser lo bastante grande como para sobresalir por encima de las fuentes de ruido y el evento va a ser registrado. Si el detector registra cada partícula cargada que entra en su volumen activo, se dice que su **eficiencia de conteo** intrínseca $\varepsilon_{\text{int } r}$ es del 100%.

Como los fotones X o gamma, así como los neutrones, pueden viajar distancias grandes entre una interacción y la próxima, pueden atravesar la totalidad del volumen activo sin ser detectados. Como consecuencia la eficiencia de conteo intrínseca de los detectores para estos tipos de radiación puede ser bastante menor al 100%.

La eficiencia de conteo intrínseca depende del material del detector, de la energía de la radiación, del espesor físico del detector en la dirección de la radiación incidente (el espesor físico es el producto del espesor geométrico por el coeficiente de atenuación debido a la interacción de la radiación con la materia del volumen activo).

Referida a una fuente de radiación dada, se define una **eficiencia de conteo absoluta** ε_{abs} como el cociente entre el número de eventos registrados por el detector y el número de cuantos de radiación (fotones o partículas) emitidos por la fuente durante un mismo intervalo de tiempo. Si la fuente de radiación es isótropa (emite la misma cantidad de radiación por unidad de área y de tiempo en todas direcciones) y se puede considerar como una fuente puntual, entonces entre la eficiencia intrínseca y la eficiencia absoluta se puede establecer la relación:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\Omega}{4 \cdot \pi} \cdot \varepsilon_{\text{int } r} \qquad [1]$$

Aquí Ω es el ángulo sólido[16] que forma el detector visto desde la posición ocupada por la fuente de radiación. Si la distancia d entre la fuente y el detector es grande respecto del diámetro de la superficie del detector proyectada perpendicularmente a la línea recta que une la fuente con el centro del detector, y si S es el área de esa proyección, entonces el ángulo sólido se puede estimar mediante la fórmula

$$\Omega \cong \frac{S}{d^2} \qquad [2]$$

[16] En un plano, dos semirrectas OA y OB que parten de un mismo punto O determinan dos ángulos. Cada uno de ellos se puede considerar definido por uno de los dos conjuntos que se pueden construir a partir de todas las semirrectas comprendidas entre OA y OB. Los ángulos planos se suelen medir por la longitud del arco de circunferencia centrada en O y de radio unidad, intersecado por el correspondiente conjunto de semirrectas.

En el caso del espacio la generalización de este concepto es el ángulo sólido. Consideremos un punto O y un conjunto de semirrectas que parten de O y forman una superficie cónica cerrada de vértice O. Un conjunto formado por todas las semirrectas de origen O interiores a esta superficie cónica define un ángulo sólido Ω con vértice en O. Para medirlo se construye una esfera de radio unidad y centro en O. El área de la superficie de esa esfera que es intersecada por las semirrectas del ángulo sólido se toma como medida de dicho ángulo.

Supongamos que tenemos una fuente puntual de radiación situada en O, y tenemos un detector que presenta una superficie ∑ a la radiación emitida por la fuente. Esta radiación puede considerarse como un conjunto de semirrectas (rayos) que parten de O en todas direcciones. Los rayos que atraviesan la superficie ∑ determinan un ángulo sólido con vértice en O.

Este ángulo sólido es el ángulo que resulta de proyectar ∑ desde O, o sea el ángulo sólido según el cual la superficie del detector es vista desde el punto donde se halla la fuente de radiación.

Otro parámetro importante en relación con la medición de la radiación es el **tiempo muerto** que presenta una cadena de medición. Es necesario que dos eventos de interacción que se producen en el volumen activo del detector, debido a dos fotones o a dos partículas, se encuentren separados por un intervalo de tiempo mínimo para que dichos eventos puedan ser registrados como eventos separados. Esta mínima separación temporal es el tiempo muerto, y puede estar determinado ya sea por procesos intrínsecos al detector, ya sea por procesos propios de la electrónica asociada. Debido a la naturaleza aleatoria del decaimiento radioactivo, siempre se tiene una probabilidad no nula de que un evento no pueda ser registrado porque se produce demasiado rápido respecto del evento precedente. Como estas pérdidas en el conteo debidas al tiempo muerto pueden ser significativas a tasas de conteo elevadas, en esos casos se efectúa una corrección de tiempo muerto.

Cuando el detector responde a un evento (interacción, en el volumen activo, de una partícula o fotón, proveniente de la fuente de radiación que estamos midiendo), y cuando durante el proceso de respuesta del detector a ese evento se produce un segundo evento, puede ocurrir una de estas dos cosas: o bien el segundo evento no modifica la respuesta producida por el primero (detector que no puede ser paralizado) o bien la modifica (detector que puede ser paralizado).

Si el detector puede ser paralizado, entonces se puede demostrar que la relación entre la tasa de conteo registrada m_r, la tasa de conteo "verdadera" m_v y el tiempo muerto τ, es $m_r \cong m_v \cdot e^{-m_v \cdot \tau}$ Determinando τ y midiendo m_r, se tiene una ecuación para estimar m_v. Si el detector no puede ser paralizado, esa relación es $m_v \cong \dfrac{m_r}{1 - m_r \cdot \tau}$

En el otro extremo, nos encontramos a menudo con la necesidad de medir la actividad de fuentes débiles, del mismo orden de magnitud que el fondo radioactivo natural del lugar en el que nos encontramos. En estos casos la distinción entre señal y ruido de fondo exige aplicar métodos estadísticos. Como la valoración de posibles efectos estocásticos de las radiaciones exige a veces trabajar con mediciones de actividad apenas por encima de este límite, se comprende las dificultades que se pueden presentar para sacar conclusiones que no sean apresuradas y que no estén teñidas por temores y deseos.

Supongamos, por ejemplo, que una muestra A medida durante un intervalo de tiempo T_A nos da un número total de cuentas m_A (habiendo hecho ya las correcciones que pudieran corresponder), mientras que la medida del fondo durante un intervalo de tiempo T_F nos dio un total de cuentas m_F

Tomamos $T_A = T_F = T$ y encontramos que m_A es apenas un poco mayor que m_F.

Ahora bien, ¿es significativa la diferencia $m_A - m_F$, y por ende la muestra en cuestión puede considerarse radioactiva?

Las tasas de conteo y sus desviaciones estadísticas son:

$$\frac{m_A}{T_A} \pm s_A \qquad\qquad \frac{m_F}{T_F} \pm s_F$$

Según la distribución de Poisson[17], que en este caso resulta aplicable, los desvíos estándar son $s_A \cong \sqrt{\frac{m_A}{T_A}}$ y $s_F \cong \sqrt{\frac{m_F}{T_F}}$.

La señal por encima del ruido es $\Delta m = m_A - m_F$ y su desvío estándar se puede estimar por

$$s_{\Delta m} \approx \sqrt{\left(\frac{m_A}{T_A}\right) + \left(\frac{m_F}{T_F}\right)} = \sqrt{s_A^2 + s_F^2}$$

Como $m_A = m_F + \Delta m$ y $T_A = T_F = T$, resulta que $s_{\Delta m} \approx \sqrt{\frac{\Delta m}{T} + \frac{2 \cdot m_F}{T}}$

Entonces el coeficiente de variación muestral C de Δm viene dado por $C = \frac{s_{\Delta m}}{\Delta m}$, es decir:

$$C \cdot \Delta m = \sqrt{\frac{\Delta m}{T} + \frac{2 \cdot m_F}{T}}$$

Eliminando la raíz cuadrada resulta, finalmente: $T \cdot C^2 \cdot (\Delta m)^2 - \Delta m - 2 \cdot m_F = 0$

Si suponemos que Δm es pequeño respecto de $2 \cdot m_F$, que es el caso que nos interesa, hallamos:

$$\Delta m \approx \frac{1}{C} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{m_F}{T}} = \frac{\sqrt{2}}{C} \cdot s_F \qquad [3]$$

Como el mínimo valor de señal que se considera puede ser detectado por encima del fondo (el **nivel de detección**) se toma, por definición como aquel para el cual $C = 0.5$, sustituyendo este valor convencional en la fórmula [3] se obtiene el mínimo que puede ser detectado en función del desvío estándar del fondo natural:

$$\Delta m = 2\sqrt{2} \cdot s_F \qquad [4]$$

Si Δm es igual al nivel de detección, la probabilidad de que la muestra sea radioactiva es de 0.675 (¡dos chances en tres de que lo sea y una chance en tres de que no lo sea!).

El mínimo cuantificable (el **nivel de cuantificación**) se define para $C = 0.1$

---

[17] La distribución de Poisson es una distribución de probabilidades de una variable aleatoria que, como el número de cuentas de una muestra, puede tomar los valores $j = 0,1,2,3,...$ con distribución de probabilidades $P_j = \frac{(\mu)^j}{j!} \cdot e^{-\mu}$

Si T es la duración del tiempo durante el cual se realiza el conteo, y si $\lambda \cdot T$ es pequeño respecto de 1, entonces la probabilidad de obtener j cuentas durante ese intervalo viene dada por una distribución de Poisson con parámetro $\mu = \lambda \cdot T$

El valor medio del número de cuentas es $\mu = \lambda \cdot T$, el desvío estándar es $\sigma = \sqrt{\lambda \cdot T}$ y el coeficiente de variación es $C = \frac{\sigma}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{\lambda \cdot T}}$

La aplicación de la distribución de Poisson presupone que el número de núcleos radioactivos en la muestra es lo bastante grande como para poder ser considerado constante durante todo el intervalo de tiempo que dura el conteo de las desintegraciones. Si esta hipótesis no resulta aplicable, se dispone de otra distribución más general a partir de la cual se pueden basar consideraciones estadísticas análogas a las que efectuamos sobre la base de la distribución de Poisson.

Sustituyendo en [3] resulta ahora el mínimo medible en función del fondo natural del lugar, 14 veces mayor que el desvío estándar del fondo natural, para ser cuantificable:

$$\Delta m = 10\sqrt{2} \cdot s_F \qquad [5]$$

De lo visto hasta ahora se desprende que las mediciones de la radioactividad presentan ciertas peculiaridades cuando se las compara con las mediciones físicas convencionales.
Por un lado, cuando la actividad es muy grande y se registran muchas señales (cuentas) por unidad de tiempo, se satura el detector y la cadena de medición.
Por otro lado, cuando el número de cuentas es muy bajo, cercano al fondo natural del lugar, puede ser muy difícil distinguir entre señal y ruido, y la incertidumbre se traslada al (y a veces se amplifica en el) proceso que relaciona la actividad medida con posibles dosis y sus consecuencias sobre la incidencia de efectos estocásticos en las poblaciones.

5 Estabilidad de núcleos y fisión nuclear.

"La física nuclear, en sí misma, es en gran medida una ciencia fundamental, pero también es una ciencia del ingeniero que cumple un rol considerable en nuestras sociedades.
Presenta muchos aspectos. En medicina, las imágenes por resonancia magnética, los innumerables usos de la radioactividad y la cirugía por medio de protones e iones pesados, han sido revoluciones en el diagnóstico, el tratamiento y la investigación médica.
Los problemas de la energía y el ambiente han tomado un lugar aparte en nuestras sociedades. Desmantelar una central nuclear toma 50 años, desarrollar un nuevo tipo de central nuclear puede consumir 30 o 40 años. Como consecuencia, tanto si la construimos como si la desmantelamos, es un problema que nos va a concernir de todas maneras"
(Jean-Louis Basdevant, "Twelve lessons on quantum mechanics", Springer, N.Y., 2008)

"Debido a la magnitud de la energía liberada en los fenómenos nucleares, es posible observar fenómenos individuales. De esta manera adquirimos consciencia de sucesos muy infrecuentes que, aunque eluden los métodos de la física macroscópica, pueden tener una gran importancia en relación con los problemas cosmológicos, puesto que allí la rareza de un evento se ve compensada por los inmensos períodos de tiempo disponibles."
(Georg Joos, "Lehrbuch der theoretischen Physik", Akademische Verlagsgesellschaft, Jena, 1950)

El propósito de este capítulo es estudiar el proceso de fisión nuclear y la estabilidad de los núcleos atómicos utilizando dos modelos, el modelo de capas y el modelo de gota nuclear conocido como "modelo de gota líquida".
El tratamiento es fundamentalmente descriptivo y se resumen los elementos de física cuántica necesarios para el modelo de celdas y para el perfeccionamiento del modelo de gota nuclear.
No obstante el tratamiento de algunos temas, como el de la deformación del núcleo y la barrera de energía en el modelo de la gota, así como el desarrollo de la fórmula semi-empírica para la masa de un núcleo en su estado de energía fundamental y sus aplicaciones al problema de la estabilidad de los núcleos, puede presentar algunas dificultades adicionales.

Comenzaremos por reconsiderar el tamaño de los núcleos y la naturaleza de la interacción entre nucleones.
Los experimentos en los que haces de partículas alfa de energías elevadas (4 a 8 MeV) se disparan contra un grupo de átomos y son dispersadas por éstos, sugieren que la mayor parte de la masa atómica se encuentra concentrada en una región de dimensiones del orden de los $10^{-14} m$. Las dimensiones nucleares resultan ser, entonces, 10^{-4} veces menores que las dimensiones atómicas.

El núcleo atómico puede, en primera aproximación, asimilarse a una esfera cuyo radio r_A, de acuerdo con los experimentos, puede expresarse aproximadamente en función del número de masa A del núcleo: $r_A \cong r_0 \cdot \sqrt[3]{A}$ $\quad r_0 \cong 1.3 \times 10^{-15} m$ [1]
(En este caso la unidad de longitud adoptada es el fentometro (fm): $1 fm = 10^{-15} m$).
Así el volumen nuclear ($\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_A{}^3$) resulta ser proporcional al número de nucleones (protones y neutrones) que componen el núcleo, y como consecuencia, la densidad de la

materia nuclear (medida en nucleones por unidad de volumen) debe ser sensiblemente constante.
Como la repulsión entre los protones (cargados positivamente) es de origen eléctrico, en un núcleo de dimensiones tan pequeñas debe ser muy grande. Es razonable suponer que existen fuerzas específicas de atracción entre los nucleones, lo suficientemente intensas como para mantenerlos unidos e impedir la voladura del núcleo por repulsión electroestática.
También cabe esperar que estas fuerzas presenten un alcance muy corto, del orden de los fentometros, y se saturen muy pronto (solo los nucleones más próximos a uno dado pueden interactuar con éste mediante fuerzas nucleares) y actúen por igual entre dos neutrones, entre un neutrón y un protón y entre dos protones, según se desprende de experimentos de dispersión de un nucleón por otro nucleón y de la separación típica entre nucleones en los núcleos[18].
Además, cuando los nucleones se aproximan lo suficiente, esa fuerza de atracción debe disminuir e inclusive transformarse en una fuerza repulsiva.

---

[18] Las propiedades de la fuerza nuclear se pueden explicar, de manera compatible con la física relativista y con la mecánica cuántica, planteando que se deben al permanente intercambio de una partícula bastante masiva, los **mesones pi** o piones π^0, π^+, π^-, entre los nucleones que interactúan:

Interacción p-p (protón-protón):	$p \to p + \pi^0$	$p + \pi^0 \to p$
Interacción n-n (neutrón-neutrón)	$n \to n + \pi^0$	$n + \pi^0 \to n$
Interacción n-p y p-n:	$n \to p + \pi^-$	$p + \pi^- \to n$
	$p \to n + \pi^+$	$n + \pi^+ \to p$

Estas reacciones sub-nucleares son esencialmente parte de un mismo proceso, con los piones formando una especie de nube en torno a cada nucleón, y los nucleones transformándose unos en otros. El neutrón y el protón se pueden considerar entonces, desde cierto punto de vista, como dos estados de una partícula, el nucleón. Todo esto se aclara mejor recurriendo a las partículas que se consideran fundamentales entre las elementales. Las partículas fundamentales se clasifican en partículas de materia, que a su vez pertenecen a dos tipos (**quarks** y **leptones**) y partículas que transportan fuerza, que son cuatro (el **gravitón**, responsable de la atracción gravitatoria; el **fotón**, responsable de la interacción electromagnética; el **bosón débil**, responsable de la interacción débil que se manifiesta en la desintegración radiactiva con emisión de partículas beta; y el **gluón**, responsable de la interacción fuerte entre nucleones).
Con seis quarks (**u**, carga +(2/3); **d**, carga –(1/3), **c**, carga +(2/3); **s**, carga –(1/3); **t**, carga +(2/3); y **b** , carga –(1/3)), junto con sus antipartículas de cargas opuestas (**u**, **d**, **c**, **s**, **t** ,y **b**) se puede explicar la estructura de las partículas materiales compuestas, como en protón p de estructura {**u**, **u**, **d**}, y el neutrón n de estructura {**u**, **d**, **d**} , y la de los piones π^0, π^+, π^- cuyas estructuras son {**u**, **u**}; {**u**, **d**}; y {**d**, **u**} respectivamente. Las cargas eléctricas de los quarks se dan como fracciones de la carga de un positrón (antipartícula del electrón, de igual masa, carga igual en valor absoluto pero signo opuesto a la del electrón) y se suman algebraicamente para obtener las cargas de las partículas compuestas como los nucleones. El **electrón** es un leptón, y en la medida en que es una partícula elemental fundamental, carece de estructura.
Entonces la reacción $n + \pi^+ \to p$ equivale a {**u**, **d**, **d**} **+** {**u**, **d**} = {**u**, **u**, **d**}, que puede interpretarse como la formación de un sistema de 5 quarks en el que **d y d** se eliminan entre sí, quedando finalmente la configuración correspondiente a un protón.

5.1 Energías de enlace por nucleón. Distribución de isótopos en el plano N-Z.

La Figura 5.1 muestra la curva experimental de la **energía de enlace por nucleón** B_n en función de A para los núcleos estables, para el núcleo en su estado fundamental (de energía mínima).

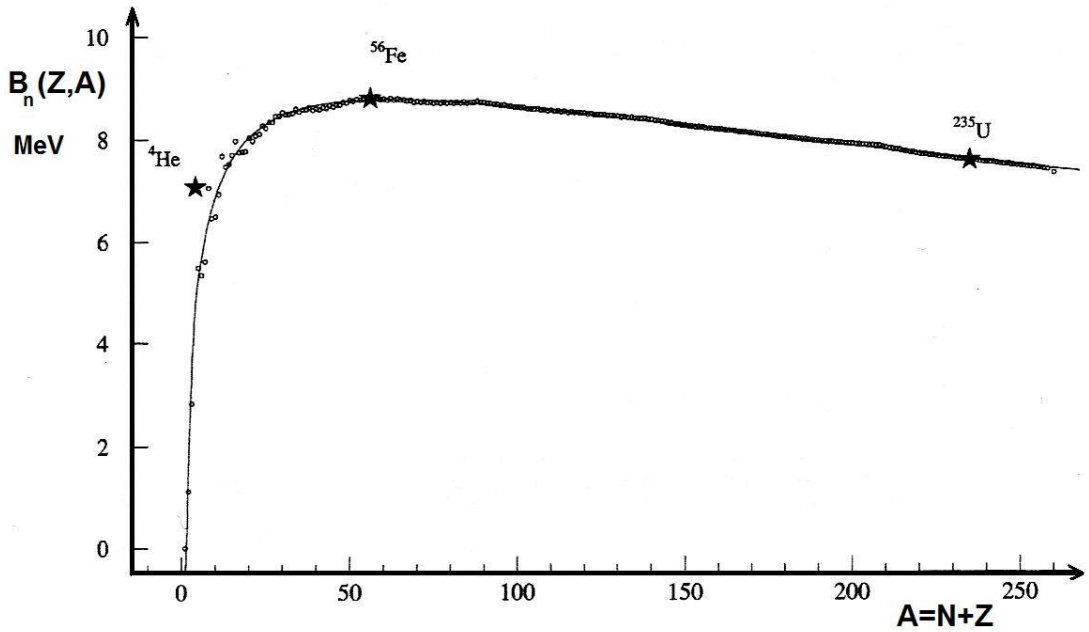

Figura 5.1: Valores experimentales de la energía de enlace por nucleón en función del número de masa y ajuste de la curva correspondiente a la fórmula del modelo perfeccionado de la gota nuclear

Presenta tres características destacables:

(1) Una región, correspondiente a números de masa intermedios, donde la energía de enlace por nucleón se mantiene aproximadamente constante, próxima a los 8 MeV.

(2) B_n es menor que ese valor tanto para números de masa pequeños como grandes. Este hecho conduce a la posibilidad de liberar energía por fusión de núcleos de elementos livianos o por fisión de núcleos de elementos pesados.

(3) Para valores pequeños del número de masa A, la curva experimental muestra picos marcados respecto de la tendencia promedio de ascenso pronunciado a medida que A crece hasta alcanzar un máximo para números de masa entre 50 y 60. En particular encontramos dos picos notables, uno para ${}^{4}_{2}He$ y otro un poco menor para ${}^{16}_{8}O$, que al poseer energías de enlace mucho más grandes que sus vecinos, son particularmente estables.

A partir de la ecuación 3.2 [7] para la energía de enlace, teniendo en cuenta que $N = A - Z$, se obtiene la energía de enlace por nucleón en un núcleo de un elemento genérico ${}^{A}_{Z}X$:

$$B_n = \frac{\Delta M \cdot c^2}{A} = \frac{\left(\left(Z \cdot m_p + N \cdot m_n\right) - M\right) \cdot c^2}{A} \qquad [2]$$

La Figura 5.2 muestra la distribución de los tipos de núcleo conocidos en el plano N-Z, dados por los correspondientes pares (N, Z) que caracterizan a cada nucleido.

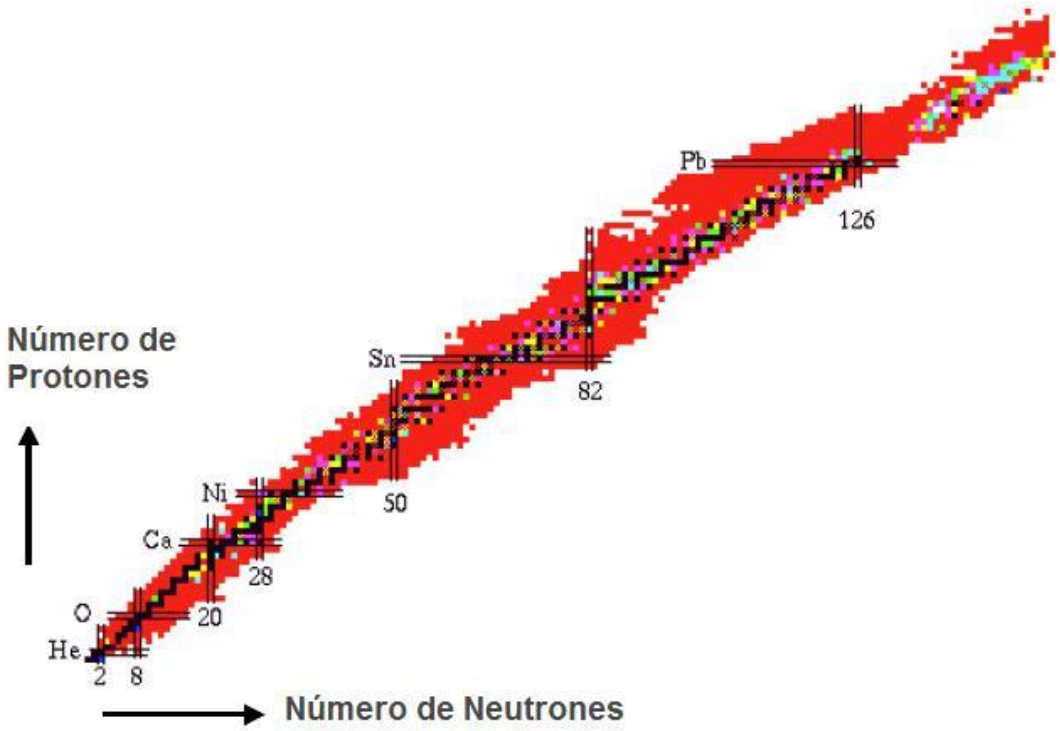

Figura 5.2: Distribución de los nucleidos conocidos según en número de neutrones y el número de protones de cada uno. Los puntos negros representan nucleidos estables o de vidas medias muy grandes. Los puntos en la periferia de la distribución representan nucleidos extremadamente inestables. Las líneas representan los denominados "números mágicos"

Se puede observar que para números atómicos A inferiores a 20, la relación entre N y Z para los núcleos más estables es muy aproximadamente N=Z.
Alrededor de los núcleos más estables, representados por puntos negros, se disponen otros, inestables. Observando la figura, se puede imaginar una función de energía de dos variables, N y Z, definida para el estado fundamental de cada núcleo $E_{fund}(N,Z)$. Esta función debe presentar valores mínimos sobre la curva o región estrecha donde se encuentran los núcleos estables y debe crecer cuando nos alejamos de esa curva y entramos en la región de los núcleos que son inestables, ya sea por poseer demasiados neutrones o demasiados protones. Los que poseen demasiados neutrones se deberían desintegrar emitiendo electrones para aproximarse a la curva de estabilidad, mientras que los que poseen demasiados protones deberían decaer emitiendo positrones para aproximarse así a la curva de los núcleos estables. Eso es precisamente lo que se observa en la práctica. Además se observa que los núcleos más alejados de la región de estabilidad se desintegran mucho más rápido (su período es menor) que los núcleos próximos a la región o curva de estabilidad.

Para números de masa mayores, el número de neutrones en los núcleos estables se incrementa más rápido que el número de protones. Este comportamiento se puede interpretar teniendo en cuenta que la repulsión entre los protones no es proporcional al número Z de éstos, sino que crece como Z^2. Para equilibrar esta repulsión se precisa un número cada vez mayor de neutrones, que no agregan carga eléctrica al sistema pero añaden fuerzas de atracción muy intensas entre nucleones. A partir de un valor de A en adelante ya no hay núcleos estables.
Un estudio más detallado muestra que cuando el número de protones o el de neutrones es igual a uno de los **"números mágicos"** 2, 8, 20, 50, 82 y 126, los núcleos correspondientes son particularmente estables.

Para analizar y explicar los resultados experimentales sobre las energías de enlace por nucleón (Fig. 5.1) y la distribución de los núcleos en el plano N-Z (Fig.5.2), y en general para poder estudiar los problemas que se plantean en relación con la estructura y estabilidad de los núcleos, se deben utilizar los principios de la mecánica cuántica, como se hace para estudiar la estructura y la estabilidad del ordenamiento de los electrones en los átomos.

Ahora, el problema que plantea el estudio mecánico-cuántico de un sistema de nucleones es considerablemente más complejo que el que plantea dicho estudio para un sistema de electrones atómicos.
Por un lado, en un núcleo considerado como un sistema en sí mismo, no existe el equivalente al núcleo atómico (cuando el sistema que se considera es el átomo), que posee una masa muchísimo mayor que la suma de las masas de los electrones del átomo.
Por otro, las interacciones nucleares son mucho más intensas que las eléctricas, se establecen solamente entre un nucleón y sus vecinos más próximos y no permiten hacer el tipo de aproximaciones que simplifican los problemas en el caso de la estructura electrónica.
Entonces, dejando de lado los núcleos más pequeños (hidrógeno, deuterio, tritio, helio,...) lo que se tiene es un problema de muchos cuerpos: demasiado numerosos como para que se puedan aplicar modelos de computación digital con un éxito comparable al obtenido al estudiar por ordenador la estructura electrónica de átomos y moléculas, y demasiado pocos como para poder aplicar los métodos de la física estadística, tan exitosos en los estudios de gases y materia condensada.
No obstante sobre la base de algunos conceptos relativamente simples de física cuántica se puede construir dos modelos, el modelo de celdas y el modelo de la gota nuclear, que permiten comprender algunos aspectos importantes de las reacciones de fisión y en general de la estabilidad de los núcleos.

5.2 Física cuántica y modelos de núcleo

Se dispone entonces de dos modelos relativamente simples: el **modelo de la "gota líquida"** y el **modelo de capas**. Los dos pueden utilizarse para estudiar la estructura y estabilidad de los núcleos. Añadiendo el concepto de **núcleo compuesto**, (una estructura relativamente estable de nucleones que incluye los nucleones del núcleo original y el o los nucleones de la partícula incidente), se tienen las herramientas para estudiar las reacciones nucleares. En particular, la fisión.

La mecánica cuántica aporta varios conceptos fundamentales, que se encuentran en la base de la construcción y el uso de las tres herramientas mencionadas en física nuclear:

(1) Los estados (denominados **estados cuánticos**) en los que se pueden encontrar los sistemas de nucleones confinados (como ocurre con los nucleones en los núcleos atómicos), solo pueden presentar un conjunto discreto de niveles de energía, que se van aproximando unos a otros a medida que esas energías aumentan y se aproximan a las energías para las cuales los nucleones dejan de estar confinados.

Así por ejemplo, las energías de una partícula que se mueve en una dimensión en el interior de un pozo rectangular de potencial de ancho L vienen dada por

$$E_n \approx g_n \cdot \frac{1}{2 \cdot m} \cdot \left(\frac{\pi \cdot \hbar}{L} \right)^2 \qquad [1]$$

Aquí g_n es una constante dependiente del número natural n. (Si la altura del pozo de potencial es infinita y las energías se miden a partir del fondo del pozo, $g_n = n^2$ con $n = 1,2,3,...$). Aquí h es la constante de Planck. Por definición $\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi}$ y vale $\hbar = 6.582 \times 10^{-16}\, eV \cdot segundo$

(2) El **efecto túnel**, por el cual una partícula puede atravesar una barrera de energía potencial aunque su energía sea inferior al máximo de esa barrera. Se consideraba imposible en la física previa a la aparición de la física cuántica, pero ha resultado un mecanismo fundamental para la comprensión, entre otros muchos fenómenos de importancia tecnológica, del decaimiento radioactivo por emisión de partículas alfa, incluyendo la predicción teórica de los períodos de semidesintegración.

(3) Las **relaciones de incertidumbre** de Heisenberg, que relacionan con la constante de Planck las incertidumbres en la determinación de:

(a) La posición y la cantidad de movimiento de una partícula en un mismo instante de tiempo: $\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$ [2]

(b) La diferencia de energía $E' - E''$ de un sistema que interactúa muy débilmente con su ambiente, cuando se la determina en dos instantes de tiempo t' y t'' cuya diferencia es Δt: $\Delta t \cdot \Delta(E' - E'') \approx \hbar$ [3]

En relación con las aplicaciones de las ecuaciones [2] y [3], es importante tener en cuenta que el valor promedio de una variable, por ejemplo $\bar{p}$, no debe ser inferior a su incertidumbre, en este ejemplo Δp, considerada esta última como la dispersión respecto del valor promedio.
Una consecuencia de esta última observación es que una partícula confinada a moverse en una región de tamaño Δx debe poseer una cantidad de movimiento promedio $\bar{p}$ como

mínimo del orden de $\frac{\hbar}{\Delta x}$, de modo que si m es su masa, entonces su energía mínima debe ser del orden de:

$$\frac{1}{2 \cdot m} \cdot \left(\frac{\hbar}{\Delta x} \right)^2 \qquad [4]$$

(Esta expresión es consistente con la fórmula [1] para las energías de una partícula en un pozo de potencial).

Si aplicamos la fórmula [4] a un electrón en un átomo, tomando valores para Δx en un intervalo de 0.1 a 1 nm ($1nm = 10^{-9} m$) se obtienen energías comprendidas entre 38 y 0.38 eV, que se corresponden bien con el orden de las energías asociadas a los orbitales atómicos y moleculares. Aplicando la misma fórmula para un protón en un núcleo, con Δx comprendida entre 1 y 10 fm ($1 fm = 10^{-15} m$) se obtienen energías comprendidas entre 200 y 2 MeV, que nuevamente se corresponde bastante bien con el orden de energías que se puede encontrar para los nucleones en el núcleo atómico. Pero si consideramos un electrón confinado en una región de dimensiones nucleares, los valores de energía para el protón quedan multiplicados por el cociente de masas del protón y del electrón $\frac{m_p}{m_e}$, que está próximo a 1837. Estos valores son tres órdenes de magnitud mayores que las energías determinadas experimentalmente para los enlaces en los núcleos, por lo cual se puede descartar la presencia de electrones en el núcleo atómico.

(4) Los nucleones al igual que los electrones, poseen una propiedad, **el espín** (que se puede imaginar como una especie de momento angular debido a una rotación sobre sí mismos), a la que corresponde una variable de estado, que puede tomar dos valores $+\frac{1}{2}$ y $-\frac{1}{2}$, y no tiene equivalente en la física clásica.

(5) Los sistemas de nucleones se pueden subdividir en dos subsistemas: el subsistema formado por los protones y el formado por los neutrones.
Puesto que un protón presenta una carga positiva mientras que un neutrón no presenta carga alguna, siempre se puede distinguir un neutrón de un protón.
No obstante, los protones son indistinguibles entre sí, y lo mismo ocurre con los neutrones.
Los sistemas de partículas indistinguibles se clasifican en dos categorías: los bosones (como los fotones) y los fermiones (como los electrones, protones y neutrones), según las propiedades (simetría o anti-simetría) que presentan los entes matemáticos que caracterizan el estado cuántico de esos sistemas.
A los estados posibles de los **fermiones** se les aplica el **Principio de exclusión de Pauli**.
El principio de exclusión de Pauli, que entonces se aplica por separado al subsistema de los protones por un lado, y al subsistema de los neutrones por el otro, impide que dos partículas indistinguibles puedan encontrarse en el mismo instante en el mismo estado cuántico.

5.2.1 Modelo de capas

Teniendo en cuenta las propiedades del espín de los nucleones y el principio de exclusión de Pauli, se puede construir un modelo de capas para en núcleo, análogo al

modelo de capas (formadas por orbitales atómicos) para la estructura electrónica del átomo.

Si bien ahora no tenemos un punto de referencia como el constituido por el núcleo del átomo para plantear la interacción de Coulomb entre los electrones y el núcleo, y sabemos mucho menos sobre las fuerzas nucleares que sobre la interacción electroestática, de todos modos se puede proceder de la siguiente manera.

Se considera un nucleón y se supone que se encuentra sometido a un campo de fuerzas atractivo que representa al promedio de las interacciones con los demás nucleones.

Las fuerzas nucleares parecen comportase como si hubiera un pozo de potencial: el potencial es aproximadamente constante en el interior de la esfera nuclear y aumenta bruscamente hacia la superficie del núcleo, donde se encuentra una barrera de potencial muy elevada.

Entonces el potencial nuclear es muy diferente al potencial en el que se mueve un electrón en el átomo. Cuando se resuelve el problema de los orbitales y sus niveles de energía para un nucleón con la hipótesis de un pozo de potencial, se obtiene un ordenamiento de los niveles de energía diferente al de un electrón en el átomo. Se obtienen así un conjunto discreto de estados y de energías posibles para cada nucleón, caracterizados por un conjunto de números cuánticos (principal, orbital, magnético, espín) y asociados con orbitales que se llenan progresivamente, en forma análoga a los orbitales atómicos, a partir de uno de energía mínima. Tanto para el nucleón como para el electrón el nivel de energía más bajo es el 1s, que se puede llenar con dos partículas. Mientras que para el electrón en el átomo el nivel siguiente es el 2s (se puede llenar nuevamente con dos partículas), para el nucleón en el núcleo es el 2p (que se puede llenar con seis partículas). Luego viene, para el nucleón, el nivel 3d (que se puede llenar con diez partículas), y recién ahora viene el nivel 2s. La celda de menor energía se cierra primero con 2 nucleones. La siguiente se cierra con 6, lo cual da un total acumulado de 8 nucleones. Luego se cierra la celda con 10 nucleones, lo cual arroja un total acumulado de 20 nucleones. Así aparecen los primeros tres números mágicos: 2, 8, 20.

Para continuar son necesarias otras dos hipótesis. Una de ellas se relaciona con el momento angular y el espín de los nucleones: la interacción entre el momento angular orbital y el espín de un nucleón es más fuerte que las interacciones entre los momentos angulares de diferentes nucleones y más fuerte que las interacciones entre sus espines, por lo cual se debe calcular primero la suma de los dos momentos, angular y de espín para cada nucleón, y recién después combinar entre sí las resultantes.

La otra hipótesis afirma que cuando se acoplan los momentos resultantes para dos nucleones (denominado acoplamiento j-j), el nivel de energía más bajo corresponde al caso en el cual los momentos se disponen paralelos (en el mismo sentido) y el nivel de energía más alto ocurre cuando se disponen anti-paralelos (en sentidos opuestos).

Con estas herramientas se puede construir un ordenamiento de niveles de energía tales que cuando se cierran las celdas correspondientes se explican los números mágicos. Para los núcleos que presentan estos números de neutrones o de protones, la energía de enlace por nucleón presenta un pequeño máximo local como función del número de masa A.

Llegado este punto en el estudio de los sistemas confinados de nucleones en su estado de energía mínima, es necesario introducir la distinción entre neutrones y protones. Esta distinción no tiene equivalente en el caso de la estructura electrónica de los átomos, en la cual hay solo un tipo de partícula (los electrones). Entonces se construyen orbitales nucleares para los protones y para los neutrones por separado, incluyendo el espín en la

definición del estado de cada nucleón y también un momento angular orbital análogo al de un electrón en el átomo.
Si los protones fueran distinguibles de los neutrones pero no tuvieran carga eléctrica, los niveles de energía y los estados cuánticos espaciales (exceptuando el espín) serían los mismos para ambas clases de partículas (a menos de un efecto despreciable, debido a la pequeña diferencia de masas). Pero como los protones poseen carga eléctrica y los neutrones no, y pese a que la energía de interacción por fuerzas nucleares es mucho mayor que la energía de interacción por fuerzas de Coulomb, a medida que aumenta el número de protones el efecto de la interacción electroestática repulsiva se hace cada vez más importante y los niveles de energía de los protones empiezan a aumentar gradualmente respecto de los niveles correspondientes para los neutrones.
Por eso, cuando el efecto de la repulsión eléctrica comienza a ser notorio, se obtienen núcleos estables con menor energía en su estado fundamental, si dichos núcleos poseen menos protones en relación con su número de neutrones. Finalmente el efecto de repulsión es tan importante que todos los núcleos con Z>83 son radioactivos.

5.2.2 Modelo de la gota líquida y fisión nuclear

Puesto que la fuerza nuclear es una interacción fuerte, generada por el intercambio de piones entre nucleones vecinos, la contribución de esta fuerza al defecto de masa, o sea, a la energía de enlace del núcleo, debe ser proporcional al número de masa $a_V \cdot A$. Este término es análogo al término de aporte a la energía proporcional al volumen, en una gota de líquido, debido a la interacción de corto alcance entre las moléculas.
Como no hay nucleones por fuera de los nucleones que ocupan la superficie del núcleo, como estos últimos no pueden establecer interacciones fuertes más que con los nucleones vecinos situados en el interior y como el número de nucleones superficiales es proporcional al área de la superficie del núcleo, cabe esperar que el aporte de los nucleones superficiales a la energía de enlace sea una disminución dada por un término proporcional a la superficie $-a_S \cdot A^{\frac{2}{3}}$.
Este término es enteramente análogo al aporte de la tensión superficial de una gota líquida a su energía total.
La segunda fuerza en importancia en un núcleo es la fuerza electroestática de repulsión entre protones. Su aporte a la energía del núcleo debe ser proporcional al cuadrado de la carga $(e \cdot Z)^2$, e inversamente proporcional al radio nuclear $r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$. Entonces el término de repulsión electroestática puede estimarse por $a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$. Si una gota líquida posee una carga eléctrica uniformemente repartida en todo su volumen, aparecería un término de energía electroestática análogo. La energía potencial de una esfera de radio r y carga eléctrica q uniformemente repartida en su interior viene dada por la fórmula:

$$\frac{3}{20 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{r}$$

Poniendo $r = r_A = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$, $q = Z \cdot e$ se obtiene el término de repulsión electroestática nuclear con $a_C = \frac{3 \cdot e^2}{20 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r_0}$ De todos los parámetros del modelo de la gota

líquida, a_C es la única que posee una expresión teórica completa. Los demás son semi-empíricos y se obtienen ajustándolos a los datos experimentales. Podemos tomar, en MeV, los valores siguientes: $a_V \cong 15.835$ $a_S \cong 18.33$ $a_C \cong 0.714$

El aporte de estos tres términos da entonces la aproximación a la energía de enlace que ofrece el modelo de la gota nuclear tal como lo hemos construido hasta este momento:

$$\Delta M \cdot c^2 = a_V \cdot A - a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} - a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \qquad [5]$$

Si estas fueran las únicas contribuciones a la energía de enlace, un núcleo sin protones seria siempre más estable, contra lo que muestran los hechos.

Hasta aquí llega la analogía con la gota: para continuar es necesario recurrir a los conceptos básicos de física cuántica resumidos previamente, abandonando así la analogía con la física macroscópica.

No obstante, si suponemos un número atómico Z dado y apropiado, una ampliación relativamente simple del modelo de la gota líquida para poder describir la deformación y las oscilaciones de la materia del núcleo, permite analizar cuantitativamente algunos aspectos del proceso de fisión.

Supongamos que un núcleo de uranio es análogo a una gota esférica. Si se lo excita suministrándole una cierta cantidad de energía, se puede poner a oscilar, adoptando formas elipsoidales. Si la energía de excitación fuera suficiente, podría continuar deformándose hasta que se formaran dos masas de materia nuclear unidas por un cuello más o menos estrecho. Si así fuera, la repulsión electroestática entre los protones acumulados en una y otra masa podría vencer a las fuerzas nucleares atractivas y el proceso de deformación podría continuar hasta la fisión del núcleo en dos fragmentos. Como la materia nuclear puede suponerse incompresible, el primer término de la fórmula $a_V \cdot A$, debe permanecer constante. Solo el término de superficie y el término electroestático tienen influencia sobre la estabilidad del núcleo referida a la fisión.

Supongamos entonces una perturbación que deforma el núcleo en un elipsoide de revolución de semieje mayor $a = r_A \cdot (1+\varepsilon)$ y semieje menor $b = \frac{r_A}{\sqrt{(1+\varepsilon)}}$, de modo que el volumen $\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a \cdot b^2 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_A{}^3$ permanezca constante. La superficie del elipsoide nuclear se puede expresar aproximadamente como $4 \cdot \pi \cdot r_A{}^2 \cdot \left(1 + \frac{2}{5} \cdot \varepsilon^2\right)$, de modo que es razonable asumir que el término de energía de superficie en el modelo de gota nuclear viene dado por $a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} \cdot \left(1 + \frac{2}{5} \cdot \varepsilon^2\right)$.

La energía electroestática a su vez, para la gota elipsoidal viene dada aproximadamente por $\frac{3 \cdot e^2 \cdot Z^2}{20 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r_0} \cdot \left(1 - \frac{1}{5} \cdot \varepsilon^2\right)$, de modo que el término de repulsión electroestática en el modelo será entonces $a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \cdot \left(1 - \frac{1}{5} \cdot \varepsilon^2\right)$.

Mientras que el término de energía superficial crece cuando el elipsoide se alarga en dirección de su semieje mayor y se contrae en dirección de su semieje menor, siendo entonces mínima cuando el núcleo es una esfera, el término electroestático decrece, siendo entonces máximo cuando el núcleo es esférico.

La variación que se produce en la suma de esas dos energías cuando se deforma el núcleo es, pues, proporcional al cuadrado de la medida de la deformación ε :

$$\frac{1}{5}\cdot\left(2\cdot a_S\cdot A^{\frac{2}{3}}-a_C\cdot\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}\right)\cdot\varepsilon^2 \qquad [6]$$

Si esta función parabólica de ε crece cuando ε crece, la forma esférica es estable, si decrece esa forma de núcleo es inestable. Entonces la condición de estabilidad se resume en que el factor que multiplica a ε^2 sea positivo, es decir, que

$$\frac{Z^2}{A}<\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{critico}=\frac{2\cdot a_S}{a_C}\cong\frac{2\times 18.33}{0.714}\approx 50 \qquad [7]$$

Para el núcleo de ${}^{236}_{92}\mathrm{U}$ se obtiene $\frac{Z^2}{A}=35.9<50$, de modo que este núcleo satisface el criterio de estabilidad del modelo de la gota líquida. Puesto que, aproximadamente $Z\approx\frac{2}{5}\cdot A$ para los núcleos más pesados, de la fórmula [7] se obtienen las siguientes estimaciones para los valores críticos del número de masa y del número atómico $A_{máx}\approx 312$ y $Z_{máx}\approx 125$. No pueden existir sistemas de nucleones confinados con números de masa y números atómicos más allá de estos valores críticos: se fragmentarían espontáneamente de inmediato. En general si $Z<Z_{máx}\approx 125$ la energía potencial del núcleo en función de la deformación ε, para valores pequeños de la deformación crece proporcionalmente a ε^2, para valores mayores se estabiliza y luego decrece cuando comienza a dominar el efecto repulsivo de las cargas de los protones. Los núcleos con $Z<Z_{máx}\approx 125$ presentan siempre una barrera de energía potencial para la fisión, aunque la altura de esa barrera pueda ser muy pequeña cerca del límite de estabilidad.

Cuando la desigualdad [7] se verifica, a la forma esférica de la gota nuclear le corresponde un mínimo de la energía potencial. Pero ese mínimo podría estar separado, por una barrera de potencial, de un mínimo aún menor que correspondería a la gota nuclear escindida en dos mitades completamente separadas.

Para investigar esta posibilidad, puede estimarse la energía de dos gotas nucleares de igual volumen, siendo ese volumen la mitad del volumen de la gota nuclear original.
La energía asociada a la masa $M(A,Z)$ de un núcleo se puede expresar así:

$$M(A,Z)\cdot c^2=\left(\left(Z\cdot m_p+(A-Z)\cdot m_n\right)\cdot c^2-\Delta M\cdot c^2\right)\approx$$
$$\left(\left(Z\cdot m_p+(A-Z)\cdot m_n\right)\cdot c^2-a_V\cdot A+a_S\cdot A^{\frac{2}{3}}+a_C\cdot\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}\right) \qquad [8]$$

Entonces calculando $M\left(\frac{A}{2},\frac{Z}{2}\right)$ con esta fórmula, obtenemos:

$$\left(M(A,Z)-2\cdot M\left(\frac{A}{2},\frac{Z}{2}\right)\right)\cdot c^2\approx a_S\cdot A^{\frac{2}{3}}\cdot\left(1-2^{\frac{1}{3}}\right)+a_C\cdot\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}\cdot\left(1-\frac{1}{2^{\frac{2}{3}}}\right) \qquad [9]$$

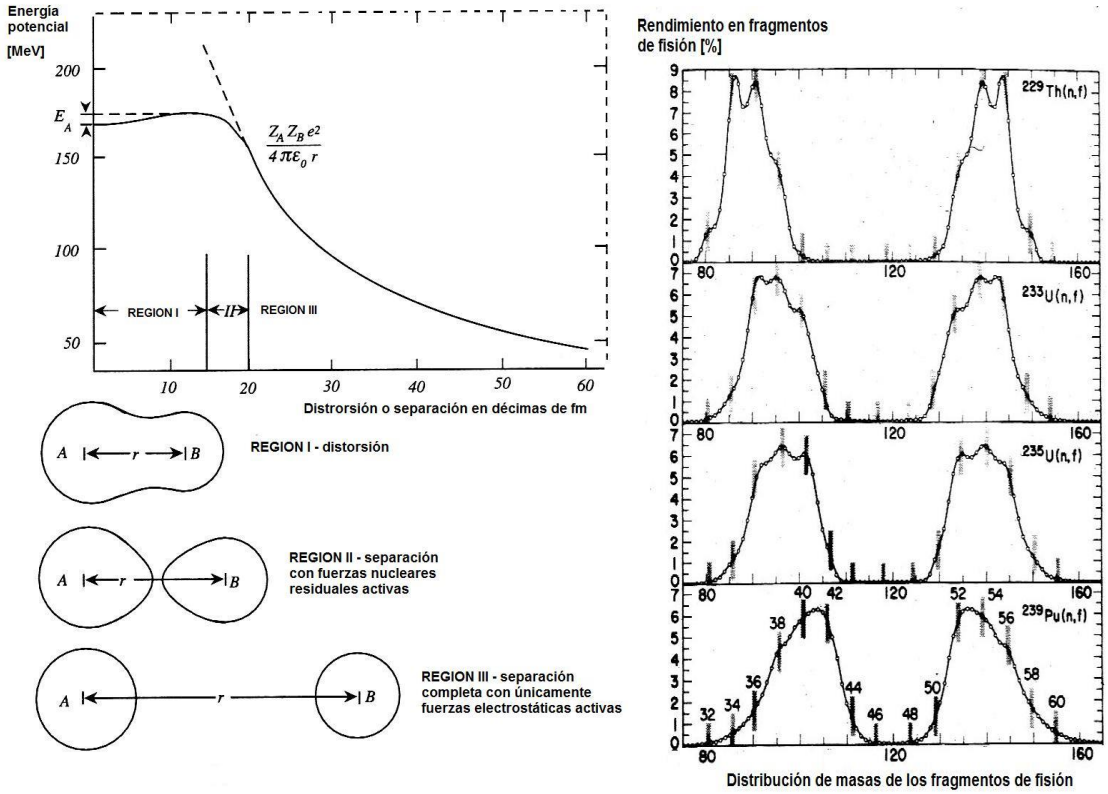

Figura 5.3. Energía potencial en función de la separación de los fragmentos de fisión (izquierda, arriba) y esquema de la fisión de la gota nuclear (izquierda, abajo). Distribución de los fragmentos de fisión según sus masas para diferentes núcleos físiles (derecha)

Para el núcleo de $^{236}_{92}\mathrm{U}$ y sus fragmentos de fisión iguales, dos núcleos de $^{118}_{46}\mathrm{Pd}$, la diferencia de energía calculada a partir de [9] es de -169 MeV, como sugiere la Fig.5.3. La coordenada r en el intervalo comprendido entre $r = 0$ y $r = r_c$ (donde se halla el máximo de la barrera de potencial), corresponde a la deformación ε de la esfera nuclear en un elipsoide alargado (región I en la Fig.5.3). Luego viene un intervalo intermedio, la región II, donde la separación se produce pero las fuerzas nucleares todavía son significativas. En la región III solo aparecen las fuerzas de Coulomb. En este caso la energía potencial corresponde a fuerzas repulsivas y si los dos núcleos fragmentos de fisión son iguales, viene dada por $\dfrac{\left(\dfrac{Z}{2}\cdot e\right)^2}{4\pi\cdot\varepsilon_0\cdot r}$.

Puesto que todos los sistemas cuánticos confinados poseen energía de punto cero no nula, el estado fundamental de energía de la gota nuclear se encuentra siempre por encima del mínimo de energía potencial que muestra la curva de la Fig.5.3 para $r = 0$, de modo que la barrera efectiva que el núcleo original debe atravesar para fisionar es menor que la que aparece en la figura.

En principio, podría fisionar espontáneamente debido al efecto túnel, pero un cálculo mecánico-cuántico muestra que la probabilidad de que esto ocurra es extremadamente pequeña. Pero si el núcleo de $^{236}_{92}\mathrm{U}$ se forma en un estado excitado con una energía algo mayor que la altura de la barrera (aproximadamente 6.5 MeV para núcleos de uranio), la oscilación y deformación que se producen termina por provocar la fisión.

Cuando un neutrón térmico es capturado por un núcleo de $^{235}_{92}\mathrm{U}$ y se forma un núcleo compuesto de $^{236}_{92}\mathrm{U}$, este se encuentra en un estado excitado situado unos 7 MeV por encima del estado fundamental, por lo cual es capaz de fisionar.
Pero si un núcleo de $^{238}_{92}\mathrm{U}$ captura un neutrón térmico, el núcleo compuesto de $^{239}_{92}\mathrm{U}$ resultante posee una energía de unos 5 MeV por encima de su estado fundamental por lo cual no puede fisionar. Es inestable y por decaimiento beta produce $^{239}_{93}\mathrm{Np}$ y el neptunio decae a su vez (nuevamente por emisión de un electrón), con un período de 2.3 días, en $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$, que también es radioactivo, pero con un período de 24100 años. Decae, por emisión alfa, en $^{235}_{92}\mathrm{U}$.
El $^{238}_{92}\mathrm{U}$ es capaz de fisionar si captura un neutrón rápido, de energía superior a 1.5 MeV. El plutonio $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ fisiona con neutrones térmicos, lo mismo que el uranio $^{233}_{92}\mathrm{U}$.
La explicación de este comportamiento se obtiene construyendo un modelo más refinado que el de la gota líquida, que se describe a continuación. Pero este modelo mejorado no puede explicar la distribución asimétrica (concretamente, **bi modal**) de los fragmentos de fisión que muestra la parte derecha de la Fig. 5.3 para diferentes tipos de núcleos físiles (233-U; 235-U; 239-Pu) Además, fisionan núcleos de elementos trans-uránidos 245-Cm (curio), 249-Cf (californio), y 254-Es (einstenio) que en pequeño porcentaje se forman durante el quemado del combustible nuclear. También ellos presentan una distribución bi modal de los fragmentos de fisión. De hecho, la predicción sobre bases teóricas firmes de las distribuciones bi modales de los fragmentos de fisión para cada uno de los núcleos que se fisionan luego de la captura de un neutrón, es un problema importante de física nuclear que todavía continúa abierto.

5.2.3 Perfeccionamiento del modelo de la gota nuclear y estabilidad de núcleos

La explicación de la necesidad de la aparición de los protones junto con los neutrones en el sistema confinado de nucleones, y la predicción del número de protones que originan el núcleo más estable para un número de masa dado, se obtienen recurriendo a los niveles de energía de los nucleones suministrado por el modelo de celdas del núcleo y al principio de llenado de los niveles a partir siempre del nivel de menor energía que no se encuentre ocupado.
El análisis de las energías de diferentes configuraciones que corresponden al mismo número de masa, sugiere añadir un término de asimetría $-a_I \cdot \frac{(N-Z)^2}{A}$ a la energía de enlace del núcleo. El número de masa que aparece en el denominador refleja la aproximación de los niveles de energía entre sí a medida que el número total de nucleones crece, y $(N-Z)^2$ refleja el efecto desestabilizador de un número de neutrones diferente al número de protones.

Pero esto no es todo. Por el principio de exclusión de Pauli, dos protones, uno con espín $+\frac{1}{2}$ y el otro con espín $-\frac{1}{2}$ pueden ocupar el mismo estado cuántico espacial (y al ocupar el mismo estado cuántico espacial poseen la misma energía), y lo mismo pasa con dos neutrones. Además, como la fuerza nuclear es atractiva, se tiene una energía más baja si dos protones o dos neutrones ocupan el mismo estado cuántico

espacial, porque en ese caso se mueven permaneciendo siempre próximos el uno al otro, atrayéndose con fuerza[19].
Entonces se tiene una energía más baja, para un número de masa A fijo, cuando tanto el número de neutrones N como el de protones Z es par, o si al menos uno de estos números es par. Si ambos números son impares, y si el nivel de energía máxima ocupado por un protón se encuentra por encima del nivel de energía máxima ocupado por un neutrón, podemos sustituir un protón por un neutrón con una disminución en la energía de enlace del núcleo. El número de masa A no varía pero Z y N si lo hacen: ambos pasan a ser números pares en el nuevo núcleo. Lo mismo puede decirse si Z y N son impares pero el máximo nivel ocupado por un neutrón se encuentra por debajo del máximo nivel de energía ocupado por un protón. En general, se tiene una energía total menor poblando los niveles de energía de los neutrones con dos neutrones de espines opuestos en cada nivel, y haciendo lo mismo con los protones. En semejante caso Z y N son pares.
Si A es impar, no se gana nada, debido a este **efecto de intercambio**, al transformar un neutrón en un protón (si N es impar y Z es par), o bien transformar un protón en un neutrón (si N es par y Z es impar). Para representar el aporte a la energía de enlace del núcleo, de los pares de neutrones y protones, se añade un término de la forma: $a_e \cdot \frac{\delta(Z,N)}{A^{\frac{1}{2}}}$ donde $\delta(Z,N)=1$ si ambos, Z y N son pares, $\delta(Z,N)=0$ si $A=N+Z$ es impar, $\delta(Z,N)=-1$ si ambos, N y Z son impares.

Finalmente **la energía de enlace** $E_{fund}(N,Z)$ de un núcleo atómico **en su estado fundamental** se expresa así:

$$E_{fund}(N,Z)=\Delta M \cdot c^2 = a_V \cdot A - a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} - a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_I \cdot \frac{(N-Z)^2}{A} - a_e \cdot \frac{\delta(Z,N)}{A^{\frac{1}{2}}} \quad [10]$$

Para los nuevos parámetros se pueden tomar los valores, en MeV: $a_I \approx 23.20$ $a_e \approx 11.2$
Se mantienen los valores de los tres parámetros que dimos al presentar la versión original del modelo de la gota líquida: $a_V \approx 15.835$ $a_S \approx 18.33$ $a_C \approx 0.714$ MeV (porque los valores que tomamos para ellos corresponden al ajuste del modelo completo, con cinco parámetros, que estamos considerando).

La energía de enlace por nucleón se calcula dividiendo [10] por $A=N+Z$:

$$B_n(N,Z)=a_V - a_S \cdot A^{-\frac{1}{3}} - a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{4}{3}}} - a_I \cdot \frac{(N-Z)^2}{A^2} - a_e \cdot \frac{\delta(Z,N)}{A^{\frac{3}{2}}} \quad [11]$$

A partir de la fórmula [11] y teniendo en cuenta que $A=N+Z$ obtenemos:

[19] Este efecto es similar a la energía de intercambio que se presenta en el caso de dos electrones, pero ahora la energía menor se obtiene cuando los espines son paralelos: los electrones ocupan estados cuánticos espaciales diferentes que los mantienen alejados uno del otro, minimizando el efecto de la repulsión electroestática. En el caso de dos protones este efecto es superado por el efecto atractivo de la fuerza nuclear.

$$B_n(A,Z) = a_V - a_S \cdot A^{-\frac{1}{3}} - a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{4}{3}}} - a_I \cdot \frac{(A-2\cdot Z)^2}{A^2} - a_e \cdot \frac{\delta(Z, A-Z)}{A^{\frac{3}{2}}} \qquad [12]$$

Cuando aplicamos la fórmula [12] a un núcleo de tipo par-par (Z y N son pares) el término debido al efecto de intercambio presenta $\delta(Z,N)=1$, mientras que para un núcleo de tipo par-impar (Z par y N impar) $\delta(Z,N)=0$.

Entonces, la formación de un núcleo de ${}^{236}_{92}\mathrm{U}$ a partir de un núcleo par-par de ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$ libera 6.81 MeV, mientras que la formación de un núcleo par-impar de ${}^{239}_{92}\mathrm{U}$ a partir de ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ libera solo 5.37 MeV.

La presencia del término $-a_e \cdot \frac{\delta(Z,N)}{A^{\frac{1}{2}}}$ en el primer caso y su ausencia en el segundo, junto con una barrera de energía de aproximadamente 6.5 MeV por encima del estado fundamental de cada núcleo, prácticamente la misma para todos los núcleos de uranio, son decisivos en la explicación de esta diferencia de energías, y en consecuencia en la explicación de porqué el ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$ fisiona con neutrones térmicos mientras que el ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ no lo hace.

En general, los núcleos pesados de tipo par-impar, cuando capturan un neutrón térmico originan un núcleo pesado de tipo par-par y el núcleo compuesto se forma en un estado lo suficientemente excitado como para poder fisionar, porque el estado fundamental desciende debido al aporte del término de intercambio, mientras que la barrera de energía permanece aproximadamente en 6.5 MeV por encima del nuevo estado fundamental.

Los núcleos pesados de tipo par-par originan un núcleo de tipo par-impar cuando capturan un neutrón, pero ahora el núcleo compuesto posee un estado fundamental de energía más elevada porque no aparece el aporte del término de intercambio, y entonces el núcleo compuesto se forma en un estado de excitación menor, lo que en presencia de la misma altura de barrera no le permite fisionar a menos que el neutrón capturado posea una energía suficiente.

La importancia que en general presenta la energía de intercambio se evidencia en la siguiente distribución de nucleidos estables según la paridad de Z y N : 162 son de tipo par-par, 55 de tipo par-impar, 53 de tipo impar-par y solo 4 son de tipo impar-impar y livianos (${}^{2}_{1}\mathrm{H}$, ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$, ${}^{10}_{5}\mathrm{B}$, ${}^{14}_{7}\mathrm{N}$)

Si en la fórmula [10] para la energía de enlace del núcleo en su estado fundamental (no excitado), fijamos el número de masa A y variamos el número atómico Z, obtenemos la energía de enlace correspondiente a todos los isóbaros con ese mismo número de masa. En función de Z tanto esta energía como la energía de enlace por nucleón $B_n(A,Z)$ adoptan una forma parabólica cuando A es impar, porque el término de energía de intercambio se anula. En este caso hay un solo núcleo en el vértice de la parábola, que es el único estable con ese número de masa. Los demás son radioactivos. Si se encuentran a la izquierda del vértice decaen emitiendo un electrón. Si se encuentran a la derecha decaen emitiendo un positrón (Fig. 5.4).

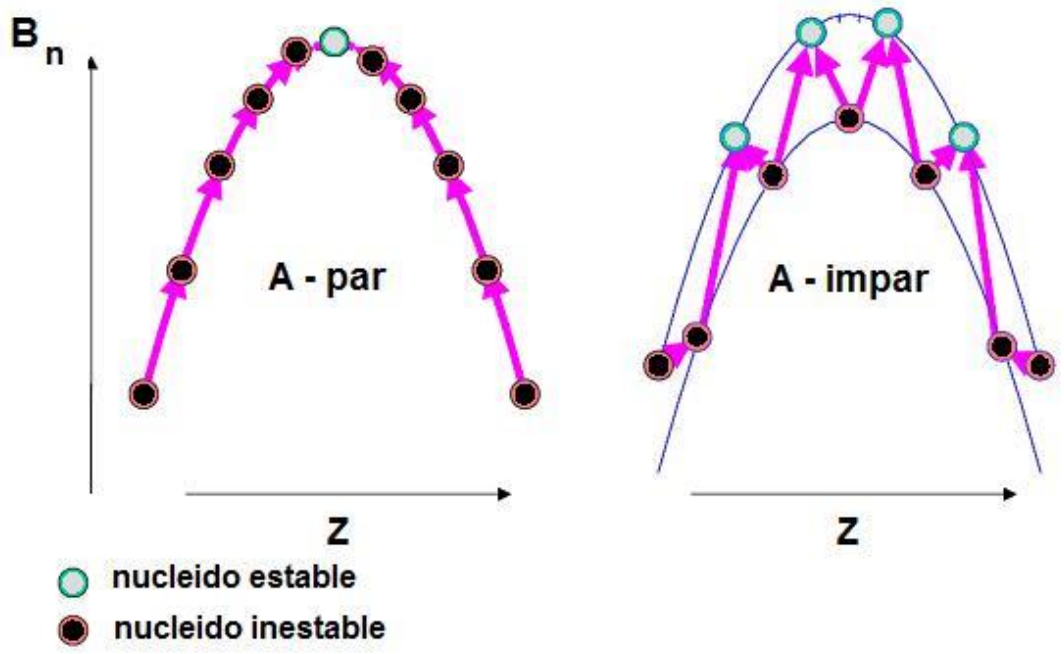

Figura 5.4 Curvas parabólicas de la energía de enlace por nucleón para un valor constante del número de masa y número atómico variable. La curva única corresponde a números de masa impares. Las dos curvas una encima de la otra corresponden a números de masa pares; la curva superior a números atómicos pares y la inferior a números atómicos impares

Pero si A es par, el término de intercambio es positivo cuando Z es par, y negativo cuando Z es impar.
Entonces tenemos dos parábolas para describir como varía $B_n(A,Z)$: una por encima de la otra, con los isóbaros alternativamente situados en una u otra según que Z sea par (núcleo en la parábola superior) o impar (núcleo en la parábola inferior).
En este caso los núcleos con número atómico par están situados sobre la parábola superior y son estables. Aparecen intercalados entre ellos núcleos con número atómico impar, situados en la parábola inferior, que son radioactivos y decaen hacia el núcleo estable más próximo en la parábola superior. Si este se halla a su izquierda decaen emitiendo un positrón, si se encuentra a su derecha decaen emitiendo un electrón.

La curva $B_n(A)$ en función de A es la que aparece en la Fig. 5.1 y corresponde en la Fig.5.2 a la curva de los núcleos más estables.
La Fig.5.5 muestra la contribución de cada uno de los cinco términos a la energía de enlace por nucleón.
El ajuste a los datos experimentales es bastante bueno para números de masa mayores a 15 y las irregularidades respecto de la curva teórica, que aparecen en los datos experimentales, en general se pueden explicar con el modelo de celdas.

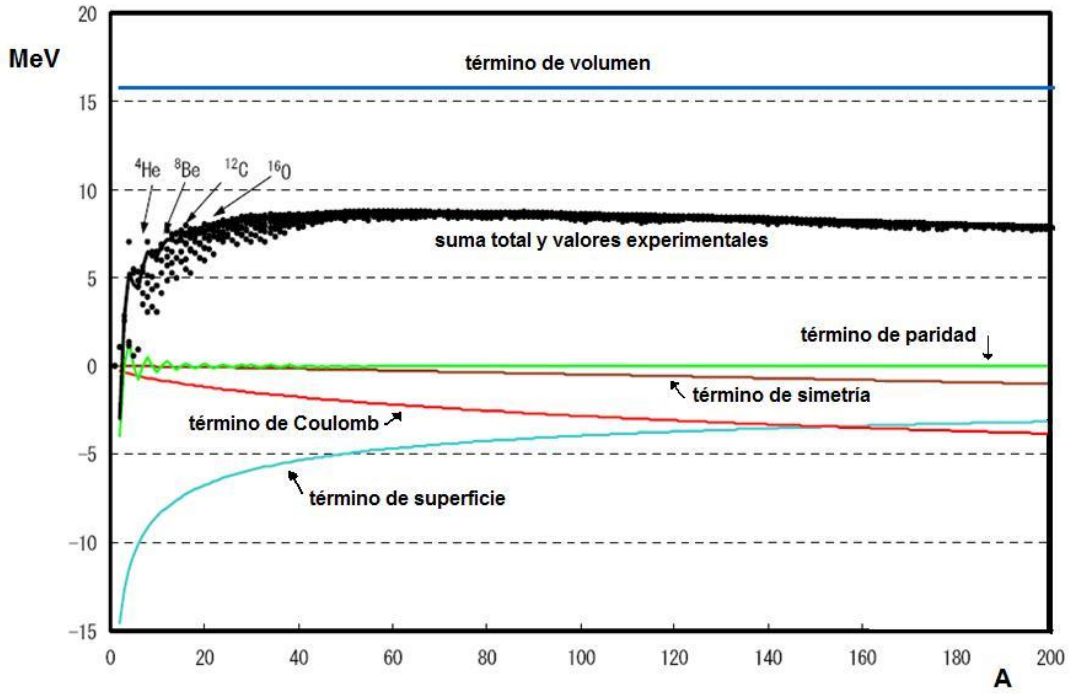

Figura 5.5: Contribución de cada término del modelo a la energía de enlace por nucleón

Puesto que, por definición $E_{fund}(N,Z) = \Delta M \cdot c^2 = \left(\left(Z \cdot m_p + N \cdot m_n\right) - M\right) \cdot c^2$, de esta última relación y expresando $E_{fund}(N,Z)$ mediante la fórmula [10], obtenemos la fórmula semi-empírica para la masa nuclear:

$$M(N,Z) \cdot c^2 = \left(\left(Z \cdot m_p + N \cdot m_n\right) \cdot c^2 - a_V \cdot A + a_S \cdot A^{\frac{2}{3}} + a_C \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + a_I \cdot \frac{(N-Z)^2}{A} + a_e \cdot \frac{\delta(Z,N)}{A^{\frac{1}{2}}} \right)$$

[13]

Si se determina el valor de $M(N,Z)$ máximo para $A = N + Z$ dado y Z variable, se obtiene un valor $M(A)$ que depende solamente de A. Se obtiene la siguiente expresión para el número atómico del isóbaro de mayor estabilidad:

$$Z = Z(A) = \left[\frac{1 + \frac{\left(m_n - m_p\right) \cdot c^2}{a_I}}{1 + \frac{a_C}{a_I} \cdot A^{\frac{2}{3}}} \cdot \left(\frac{A}{2}\right) \right] \cong \left[\frac{A}{1.98 + 0.015 \cdot A^{\frac{2}{3}}} \right] \qquad [14]$$

Los paréntesis rectos indican que debe tomarse en número entero más próximo a la expresión que aparece entre paréntesis. Esta ecuación predice correctamente la cantidad de neutrones para todos los elementos estables hasta $Z = 92$, a partir de $A = 2$.

Cuando A es lo bastante pequeño, el número atómico resulta igual al número de neutrones, pero a medida que A crece el número de neutrones aumenta más que el número de protones.

6 El reactor nuclear

"La tecnología nuclear se ha desarrollado desde los primeros días de 1942, cuando la física nuclear del reactor dominaba el pensamiento técnico, hasta el tiempo presente en el cual los asuntos centrales se vinculan con la ingeniería de los reactores y la ingeniería radioquímica. Este desarrollo es muy gratificante, puesto que es evidente que la tecnología está madurando. Su completa dependencia de los físicos nucleares se está debilitando; su dependencia de los ingenieros nucleares-que abarcan el campo entero-está creciendo y continuará creciendo"
(Alvin Weinberg, en la presentación del libro de Samuel Glasstone, "Principles of nuclear reactor engineering", Van Nostrand, N.Y., 1955)

Cuando se descubrió la fisión del $^{235}_{92}\mathrm{U}$, y se comprobó la gran cantidad de energía que liberaba, se planteó de inmediato el problema de lograr de algún modo que esta reacción fuera auto-sostenida. En los experimentos sobre fisión se lanzaban neutrones lentos hacia un blanco de uranio natural. Debido al escaso contenido de núcleos fisibles por neutrones lentos y a la relativamente pequeña sección eficaz de fisión, solo una fracción muy pequeña de los neutrones reaccionaba. La mayor parte atravesaba el blanco, por lo cual resultaba evidente entonces que este tipo de disposición del material y de los proyectiles no era adecuado como fuente de energía, porque para mantener el proceso era preciso introducir más energía que la obtenida por las fisiones. Los cálculos sugerían que si se juntaba una masa de material fisionable de un tamaño suficiente (la denominada **masa crítica**) se podría poner en marcha una reacción auto-sostenida, en base a los neutrones producidos por la reacción de fisión misma, sin necesidad de una fuente externa de neutrones. La investigación de esta posibilidad, la solución de los numerosos problemas que se fueron planteando, la comprensión cada vez más profunda de los aspectos científicos y técnicos, junto con la introducción de innovaciones cada vez más sofisticadas, condujo al desarrollo de los reactores nucleares de fisión tal como los conocemos actualmente.

6.1 Reacciones de fisión en cadena

Como cada reacción de fisión consume un neutrón, pero en general produce dos o más neutrones, en principio las fisiones se pueden incorporar en una reacción en cadena. Esta reacción en cadena puede mantenerse en estado estacionario (estado crítico) produciendo energía calorífica en forma continua y constante.

No solo el núcleo de $^{235}_{92}\mathrm{U}$ puede fisionarse: otros núcleos pesados, situados en la tabla periódica de los elementos más allá del torio, también pueden hacerlo. Por ejemplo, entre otros, el $^{233}_{92}\mathrm{U}$ y el $^{239}_{94}Pu$.

En general, una reacción de fisión puede representarse así:

$$^{A}_{Z}\mathrm{X}+^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow^{A_1}_{Z_1}\mathrm{X}_1+^{A_2}_{Z_2}X_2+\nu\cdot^{1}_{0}n+Q_{fisión}$$

Los fragmentos de masas intermedias $^{A_1}_{Z_1}\mathrm{X}_1$ y $^{A_2}_{Z_2}X_2$ se denominan productos de fisión. No son siempre los mismos, aunque el núcleo que fisiona sea el mismo. Son radioactivos, por lo cual decaen a su vez emitiendo radiaciones. Los núcleos resultantes de este decaimiento son en general inestables y decaen nuevamente. Se produce así una cadena de elementos radioactivos que se transforman uno en otro hasta alcanzar una estructura nuclear estable.

El número ν de neutrones $^{1}_{0}\mathrm{n}$ producidos varía generalmente entre 2 y 4, aún para un mismo núcleo pesado de partida. La casi totalidad de estos neutrones son emitidos en

forma prácticamente instantánea con la reacción de fisión (**neutrones inmediatos**), pero un pequeño porcentaje es emitido durante la cadena de transformaciones de los productos de fisión, con retardos de entre algunos segundos y algunos minutos (**neutrones retardados**).

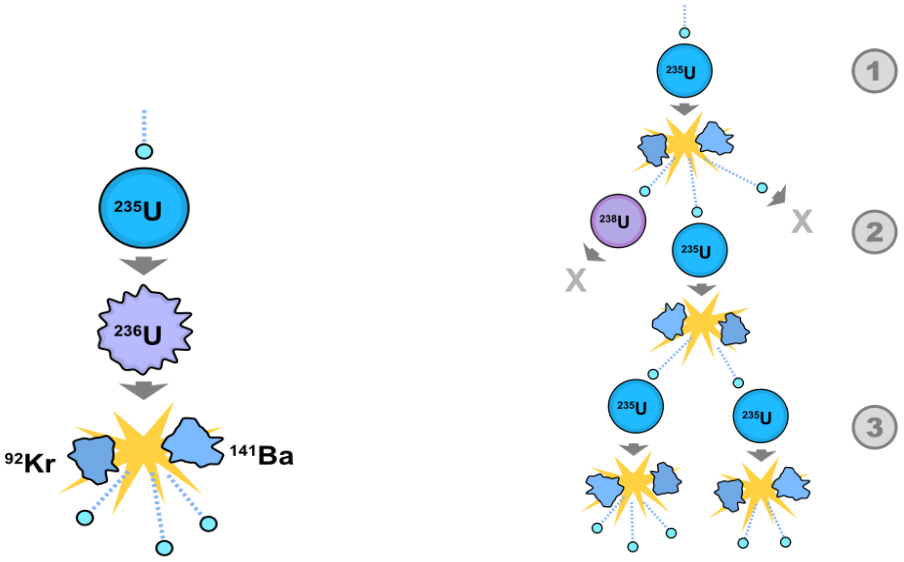

Figura 6.1 (tomada de Wikipedia): a la izquierda una reacción de fisión aislada, a la derecha tres etapas de una cadena de reacciones de fisión

La energía liberada por la reacción de fisión $Q_{fisión}$, se encuentra siempre más o menos próxima a los 200 MeV para todos los núcleos pesados que fisionan.

Los únicos núcleos, que por tener una duración del orden de la edad de nuestro planeta y ser susceptibles de fisionar, están disponibles en los minerales de la corteza terrestre para ser utilizados en la generación nucleoeléctrica son el único isótopo del torio $^{232}_{90}\mathrm{Th}$, y los dos isótopos del uranio $^{235}_{92}\mathrm{U}$ y $^{238}_{92}\mathrm{U}$.

El $^{235}_{92}\mathrm{U}$ es el único de los tres que es **físil**, **es decir, que por sí mismo puede producir una reacción en cadena auto-sustentable**. Los demás son **fértiles**, pueden por captura de un neutrón dar origen a núcleos físiles: el $^{232}_{90}\mathrm{Th}$ fértil origina el $^{233}_{92}\mathrm{U}$ físil, y el $^{238}_{92}\mathrm{U}$ fértil da origen al $^{239}_{94}Pu$ físil.

También, por captura de un neutrón de energía superior a un umbral (mayor a 1 MeV) algunos núcleos pueden dar lugar a reacciones de fisión: son denominados fisionables. Entre ellos se encuentran $^{232}_{90}\mathrm{Th}$ y $^{238}_{92}\mathrm{U}$.

Los materiales fisionables y fértiles pueden contribuir a una reacción en cadena, pero por sí mismos no son capaces de sustentarla. Por el contrario, solamente los materiales físiles pueden hacerlo porque, para todas las energías cinéticas posibles de los neutrones libres en esos materiales, la probabilidad de que capturen un neutrón dando lugar a una reacción de fisión es significativamente mayor que la probabilidad de que se produzca en ellos una captura parásita de un neutrón (captura no conducente a una fisión).

6.2 Los reactores nucleares y su clasificación

Un **reactor nuclear** es una máquina en la que la reacción nuclear en cadena se produce en forma controlada.
El **núcleo del reactor** comprende siempre un ordenamiento geométrico preciso del combustible nuclear, junto con fluido refrigerante, elementos de medición y barras de control absorbentes de neutrones, así como elementos estructurales que soportan a los demás componentes del núcleo. En los reactores destinados a producir potencia estos componentes están contenidos en un recipiente con aberturas para la entrada y salida del refrigerante, para deslizar las barras de control, para permitir el pasaje de sondas y para el recambio de los elementos combustibles (Fig. 6.2). En los reactores de investigación los componentes del núcleo suelen estar contenidos en una piscina (reactores de piscina).

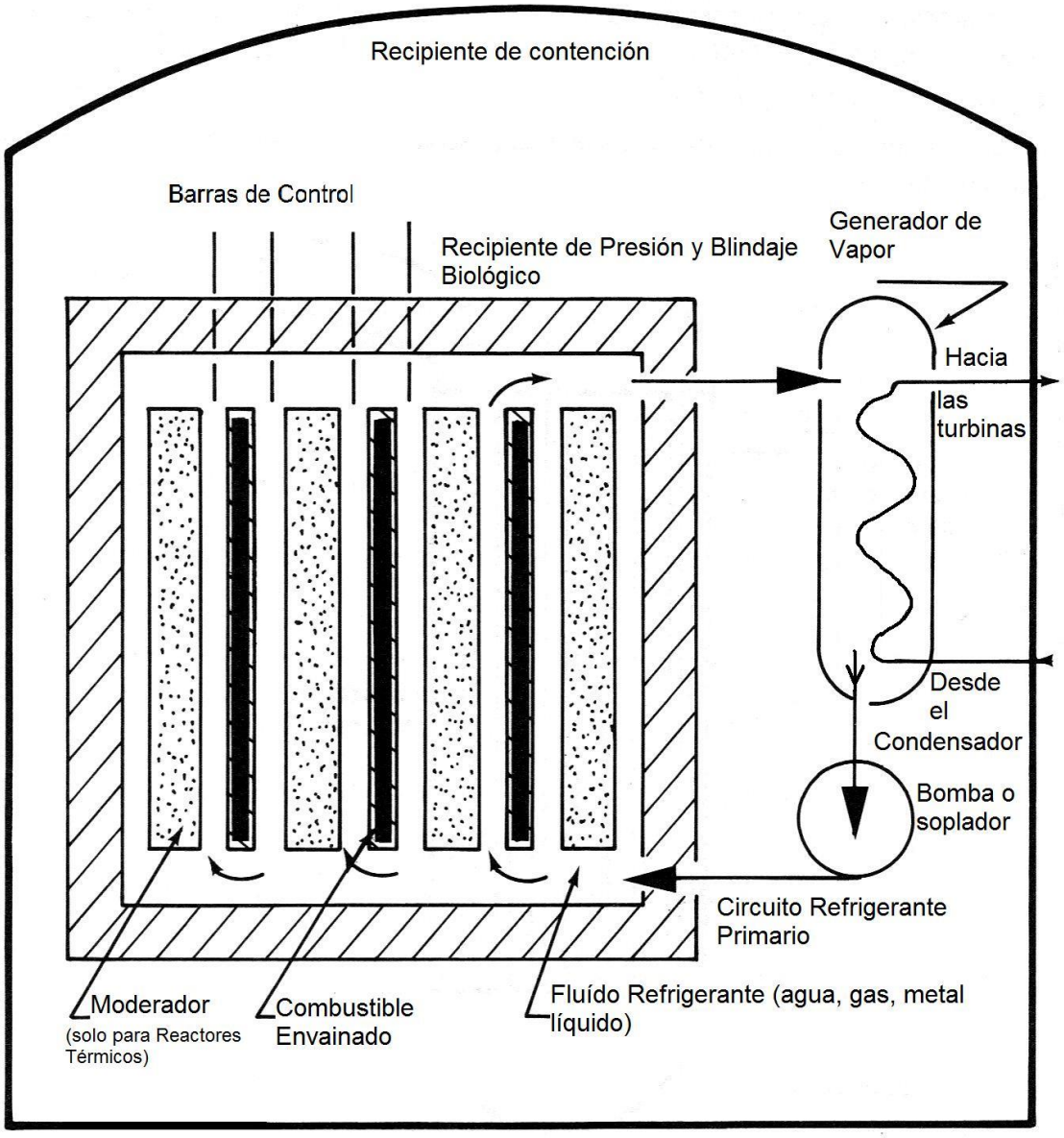

Figura 6.2: Esquema del núcleo de un reactor genérico incluyendo el circuito del generador de vapor

6.2.1 Reactores térmicos, moderadores y blindajes

Es posible aumentar considerablemente la probabilidad de una colisión entre un neutrón y un núcleo de ${}^{235}_{92}\mathrm{U}$, ${}^{233}_{92}\mathrm{U}$ o ${}^{239}_{94}Pu$ conducente a una fisión del núcleo atómico impactado, si se utiliza como proyectil un neutrón lento, en equilibrio térmico con los materiales del medio. Los reactores que operan fundamentalmente sobre la base de fisiones producidas por neutrones en equilibrio térmico con los materiales se conocen como **reactores térmicos**. Como los neutrones de fisión son rápidos, este tipo de reactor requiere un **material moderador** para disminuir la energía de los neutrones hasta el equilibrio térmico. En los reactores más comunes en centrales de generación nucleoeléctrica comercial, el moderador y el refrigerante son el mismo material: agua.
La fuga de neutrones desde el reactor se minimiza por el empleo de materiales moderadores que actúan como **reflectores** de neutrones, dispersándolos de nuevo hacia el interior del núcleo. Un reactor sin material reflector se denomina **reactor desnudo**. El uso de reflectores permite ahorrar combustible nuclear, puesto que los núcleos de reactores con reflector son capaces de sostener una cadena de reacciones de fisión con dimensiones menores (menor espacio necesario para los arreglos de combustible y moderador) que las que tendrían, en igualdad de las demás condiciones, los núcleos de los reactores desnudos.

Además de combustible, refrigerante, moderador, reflector, y elementos de control, los reactores nucleares presentan un **blindaje biológico** (estructuras de concreto como la sugerida en la Fig.6.2), para atenuar lo suficiente las radiaciones emitidas por el núcleo y proteger al personal, y un **blindaje térmico** (una pared de hierro, acero u otra aleación) situada por dentro del blindaje biológico, dotada de mecanismos de enfriamiento y destinada a absorber suficiente radiación de modo de proteger el blindaje biológico del daño que podría causarle la generación de calor y la radiación intensa.

6.2.2 Reactores homogéneos y heterogéneos

La separación espacial entre el combustible y el moderador, que caracteriza a los **reactores térmicos heterogéneos**, aumenta la eficiencia en la producción de las reacciones de fisión. El combustible se dispone por lo general en barras de diámetros del orden de un cm. Los neutrones de fisión, rápidos, tienen más chance de abandonar el combustible sin sufrir capturas parásitas, y entrar al moderador. Este se elige para que absorba poco a los neutrones y para que les disminuya la energía hasta niveles térmicos en relativamente pocas colisiones. El neutrón, ya lento, entra en una barra de combustible (la misma en la que nació, o, más a menudo, otra barra) ahora con una probabilidad muy aumentada de sufrir una captura conducente a una fisión.

Figura 6.3: Esquema del proceso de moderación en un reactor heterogéneo

En los **reactores térmicos homogéneos** combustible y moderador no se hayan separados espacialmente. En los primeros diseños el combustible, bajo la forma de una sal, se encontraba disuelto en solución acuosa. El combustible circulaba junto con el refrigerante-moderador a través del circuito de refrigeración, alcanzando la criticidad al entrar a una región que correspondía al núcleo del reactor.

6.2.3 Reactores rápidos

En el caso de los reactores que operan sobre la base de absorber neutrones rápidos para dar lugar a las reacciones de fisión, denominados **reactores rápidos**, no son necesarios los materiales moderadores. Incluso son contraproducentes, por lo cual el refrigerante debe elegirse con la menor capacidad de moderación y de absorción de neutrones posible. Se suele recurrir a metales líquidos (sodio y plomo) o sales fundida. Pero como la probabilidad de una colisión entre un neutrón rápido y un núcleo físil, conducente a una fisión de este último, es mucho menor que para un neutrón térmico, los reactores rápidos compensan la ausencia de material moderador por un porcentaje mayor de núcleos físiles (${}^{235}_{92}\mathrm{U}$ o ${}^{239}_{94}Pu$) en el combustible. El combustible de un reactor rápido debe estar bastante más enriquecido[20]que el combustible de un reactor térmico.

6.2.4 Reactores quemadores, convertidores y reproductores

Puesto que una parte del combustible nuclear está formado por núcleos fértiles que al absorber neutrones pueden dar origen a nuevos núcleos físiles, todo reactor nuclear durante su operación produce en menor o mayor medida nuevo combustible. Los reactores que pueden producir más combustible que el que consumen, se denominan **reproductores**. Los demás reactores son, en alguna medida, **convertidores**. Si la capacidad de conversión no es significativa, se suelen denominar **quemadores**.

La capacidad de consumir y simultáneamente producir núcleos físiles es una propiedad única del combustible nuclear entre todos los combustibles que se utilizan en centrales térmicas. Para caracterizar esta capacidad se utiliza como figura de mérito[21] el **cociente de conversión CC**, definido así:

$$\mathrm{CC} = \frac{\text{número de núcleos físiles producidos a partir de núcleos fértiles}}{\text{número de núcleos físiles consumidos}} \qquad [1]$$

Para el combustible de los reactores térmicos más comunes hoy día, el CC se encuentra más o menos cercano a 0.5, pero para obtener un reactor reproductor es necesario llevarlo a valores mayores que 1.

La posibilidad de reproducción del combustible exige un balance neutrónico muy ajustado: de los neutrones producidos en las reacciones de fisión, debe quedar libre, en promedio, un neutrón para provocar una nueva fisión; también en promedio debe quedar

---

[20] **Grado de enriquecimiento o enriquecimiento (a secas)**: expresa, en tanto por ciento (bien en átomos o bien en peso) la cantidad de ${}^{235}\mathrm{U}$ sobre uranio total en un material combustible. Se habla de combustible enriquecido cuando contiene más ${}^{235}\mathrm{U}$ del que existe en el uranio natural (un 0.71 por ciento). También se emplea el término enriquecimiento para aludir a los procesos industriales de separación isotópica, por los cuales se obtiene un producto enriquecido en ${}^{235}\mathrm{U}$ y unas colas empobrecidas en este isótopo.

[21] La figura de mérito es un concepto que se utiliza en ingeniería para la optimización de la performance de dispositivos, equipos o procesos. Es una función real de los parámetros del sistema que se pretende optimizar o de las trayectorias temporales de sus variables de estado (en este último caso se denomina funcional, por ser una función que toma un valor para cada trayectoria, trayectoria que es a su vez una función del tiempo).

un número algo mayor que uno para ser capturados por núcleos fértiles produciendo núcleos físiles, y el resto hasta completar el número promedio de neutrones producidos en cada fisión, se fugarán del reactor o serán absorbidos por los materiales en capturas que no son ni fértiles ni conducentes a fisiones. De estas consideraciones se desprende que el número promedio de neutrones por fisión debe ser mayor que dos y preferiblemente próximo a tres para que la reproducción del combustible sea posible. Esto se puede lograr con las fisiones producidas con neutrones rápidos en combustibles basados en el ciclo del uranio, pero en general no se puede lograr con fisiones producidas por neutrones térmicos. Por este motivo los reactores reproductores que han sido implementados son reactores rápidos.

Para analizar la posibilidad de obtener un sistema capaz de producir más material físil que el que consume, se emplea como figura de mérito el parámetro conocido como **factor de reproducción** η. En la Fig. 6.4 se representa $\eta - 1$ versus la energía E del neutrón. La reproducción requiere que $\eta - 1$ sea mayor que 1, preferiblemente próximo a o incluso mayor que 2.

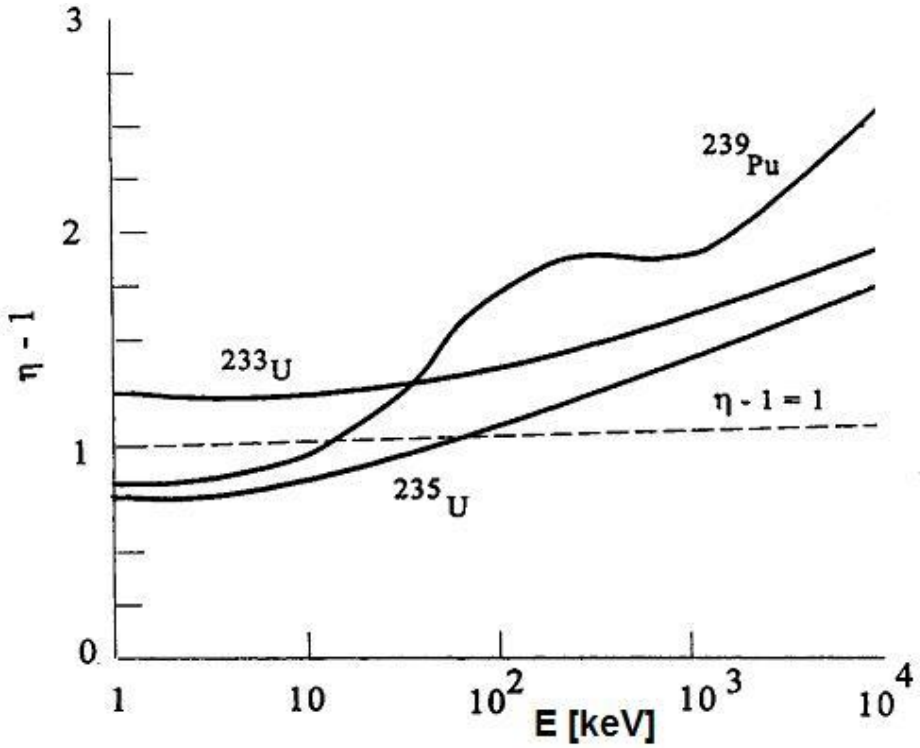

Figura 6.4: Gráfica del factor de reproducción en función de la energía de los neutrones para los núcleos de $^{233}_{92}\mathrm{U}$ **,** $^{235}_{92}\mathrm{U}$ **y** $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$

Para un material físil puro $\eta(E)$ se define a partir del número promedio de neutrones producidos en una reacción de fisión $\bar{\nu}(E)$ para ese núcleo y para la energía E del neutrón que provoca la fisión, y de las secciones eficaces microscópicas de fisión $\sigma_f(E)$ y de absorción de neutrones[22] $\sigma_a(E) = \sigma_f(E) + \sigma_c(E)$ del núcleo:

[22] Como las secciones eficaces miden probabilidades de sucesos, cuando una sección eficaz se refiere a un suceso formado por sucesos mutuamente excluyentes, (como la absorción de un neutrón que puede ocurrir dando lugar a una fisión o bien a una captura radiante), la sección eficaz del suceso compuesto es la suma de las secciones eficaces de los sucesos que lo

$$\eta(E) = \bar{\nu}(E) \cdot \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_a(E)} \qquad [2]$$

($\sigma_c(E)$ es la sección eficaz microscópica de captura radiante).

Como vimos en la sección 4.1 y resumimos en las ecuaciones 4.1 [8] y 4.1 [9], si N es el número de núcleos físiles por unidad de volumen y $\phi(E)$ es el flujo neutrónico, entonces $\bar{\nu} \cdot (N \cdot \sigma_f \cdot \phi)$ da el número promedio de neutrones de fisión por unidad de tiempo y de volumen producidos en el material físil, mientras que $N \cdot \sigma_a \cdot \phi$ da el número de absorciones de neutrones en el material físil por unidad de tiempo y de volumen.

Entonces $\eta(E) = \dfrac{\bar{\nu}(E) \cdot (N \cdot \sigma_f(E) \cdot \phi(E))}{N \cdot \sigma_a(E) \cdot \phi(E)}$ es el cociente entre el número de neutrones producidos y el número de neutrones absorbidos en el combustible.

La Fig. 6.4 sugiere que el ${}^{233}_{92}\mathrm{U}$ podría ser utilizado como base para un reactor reproductor térmico basado en el ciclo del torio. Se ve además que ${}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ es el mejor material físil con neutrones rápidos, razón por la cual se lo utiliza en todos estos reactores.

6.2.5 Reactores pequeños, medianos y grandes

Por último, en relación con la potencia eléctrica que pueden suministrar, en forma convencional se clasifican los reactores nucleares en **pequeños**, cuando producen hasta 300 MW (e), **medianos**, entre 300 y 700 MW (e), y **grandes** cuando producen más de 700 MW (e). En 2006, de 442 plantas nucleares en funcionamiento, 138 eran reactores medianos o pequeños. De 28 nuevas plantas en construcción, 16 eran plantas con reactores medianos o pequeños.

6.3 Quemado del combustible y control de la potencia térmica del reactor: el factor de multiplicación, la reactividad y sus variaciones.

Con la expresión **quemado** o **grado de quemado de un combustible** se alude a la cantidad de energía extraída de un material combustible, independientemente del intervalo de tiempo empleado en esa extracción. La fisión completa de todos los núcleos contenidos en un gramo de material combustible produce una cantidad de energía aproximadamente igual a[23] 1 MW-día (MWd). Por ello se emplea la unidad de MWd por tonelada o kilo de combustible para expresar el grado de quemado debido a una cadena de reacciones de fisión producida en un reactor.

Mientras que 1 gramo de uranio produce 1 MW-día de energía calorífica, se precisan 4 toneladas de carbón para producir la misma cantidad de energía. Además, esas 4

---

componen. (En la fórmula 4.1 [10] para el coeficiente de atenuación de un haz de fotones aplicamos este mismo resultado).

[23] Para medir la energía producida por las fisiones en el combustible de un reactor de potencia se utiliza el Megavatio-día (MWd), que es la cantidad de energía que se produce si se mantiene constante, durante un intervalo de tiempo de un día, una potencia de 1 MW.

toneladas de carbón, cuando se queman, producen cerca de 14 toneladas de CO_2 que, si no son capturadas, contribuyen a incrementar el efecto invernadero.

Para describir globalmente la reacción en cadena en el núcleo de un reactor se puede emplear el denominado **factor de multiplicación** k. Éste se define como el cociente entre el número de neutrones de fisión en una generación y el número de neutrones de fisión en la generación precedente. La conexión entre una generación de neutrones y la generación siguiente es una tanda de capturas de neutrones por núcleos atómicos seguidos de una tanda de reacciones de fisión.

En forma completamente equivalente se introduce un segundo parámetro, la **reactividad**, definida así:

$$\rho = \frac{k-1}{k} \qquad [1]$$

La reactividad, al igual que el factor de multiplicación es un parámetro sin dimensiones. Se suele expresar en pcm (por cien mil) o sea en múltiplos de 10^{-5}. La diferencia entre el factor de multiplicación y la unidad se expresa a menudo en mili-k (por milésima, o sea 100 pcm). También se usa la denominada fracción efectiva β_{ef} de neutrones retardados como unidad de reactividad, y se la denomina dólar. (La fracción efectiva β_{ef} es un promedio ponderado de las fracciones de neutrones retardados para cada uno de los núcleos físiles en el combustible, teniendo también en cuenta las energías con que son emitidos esos neutrones).

Si k es mayor que 1 (o sea si la reactividad es positiva), el número de fisiones (y por ende de neutrones libres), se incrementa de generación en generación. La energía liberada por la reacción en cadena aumenta con el paso del tiempo: se dice que el reactor está en estado **supercrítico.**
Si k es menor que 1, el número de fisiones y de neutrones libres disminuye con el paso del tiempo, lo mismo que la energía liberada: se dice que el reactor está en estado **subcrítico.**
Si k es igual a 1, la reacción en cadena se produce a velocidad constante, al igual que la producción de energía calorífica, y se dice que el reactor está en estado **crítico**.

El calor que se produce en el reactor, por unidad de tiempo, es decir, su **potencia térmica**, es proporcional al número de neutrones libres presentes en ese instante en el núcleo del reactor. El control de la potencia se ejerce regulando el número de neutrones libres. El número de neutrones libres se ajusta a su vez modificando k (y por tanto, ρ). Para ajustar el parámetro de k a la unidad (llevando ρ a cero) y estar entonces en condiciones de producir una potencia térmica constante, es necesario equilibrar la velocidad con la que los neutrones son producidos dentro del reactor con la velocidad con la que los neutrones desaparecen. Y los neutrones desaparecen por dos vías: porque son absorbidos por los núcleos atómicos de los materiales del reactor o porque se escapan a través de la superficie del reactor. Cuando la suma de las absorciones neutrónicas y las fugas es exactamente igual a la producción de neutrones, el reactor está en estado crítico. Si la producción es mayor, el estado del reactor es supercrítico. Si es menor, es subcrítico.

Las velocidades de producción, absorción y fuga de neutrones dependen de la composición, del tamaño y de la forma del reactor. Como se pueden deducir fórmulas

que relacionan estas tres velocidades con el tamaño y la composición del reactor, se pueden determinar las dimensiones y las propiedades de los materiales necesarios para que un reactor pueda alcanzar el estado crítico y producir potencia en forma de calor en los niveles requeridos. La masa de combustible que permite alcanzar el **estado crítico** se conoce como **masa crítica** del reactor.

Pero resulta que la masa crítica no es un concepto simple. Está relacionado con la configuración geométrica y composición del reactor. A medida que el combustible nuclear produce fisiones, se va empobreciendo en nucleidos físiles. Al mismo tiempo se va enriqueciendo en productos de fisión, que en mayor o menor medida son absorbentes neutrónicos, en nucleidos físiles producidos a partir de núcleos fértiles, y en elementos pesados denominados actínidos, algunos de los cuales son a su vez físiles.
En consecuencia, a medida que se va quemando el combustible, va cambiando su composición isotópica. Al modificarse la composición del combustible, en igualdad de las demás condiciones, aumenta la masa de combustible necesaria para poder alcanzar el estado crítico. Esto es debido a que el factor de multiplicación de una masa de combustible dada disminuye progresivamente con el aumento en el grado de quemado.
Para contrarrestar este efecto se comienza con un combustible fresco que posee un factor de multiplicación k lo bastante mayor que la unidad (es decir, una masa de combustible mayor que la crítica) y se añaden materiales absorbentes de neutrones para equilibrar el exceso en k. Se utilizan venenos (absorbente de neutrones) solubles en el refrigerante, que van desapareciendo a medida que aumenta el grado de quemado del combustible, y barras de control de materiales absorbentes que se puedan extraer parcial o totalmente, de modo de mantener el control del reactor, bien en funcionamiento estacionario, bien en situación de parada segura. A medida que resulta necesario, se produce la recarga de combustible, retirando parte del combustible quemado y sustituyéndolo por combustible fresco.

El grado de quemado del combustible, durante un mismo intervalo de tiempo, depende de su ubicación en el núcleo del reactor. La causa de esta diferencia es que la velocidad de quemado es mayor en los sitios en los que el número de neutrones libres por unidad de volumen (densidad neutrónica) en el combustible es mayor. Como la densidad neutrónica máxima normalmente se presenta en los elementos combustibles situados en el centro del núcleo, y la mínima se presenta en el combustible situado en la periferia, elementos de combustible iguales situados en diferentes regiones del núcleo pueden, al cabo de un mismo intervalo de tiempo, presentar grados de quemado diferentes. Para un mejor aprovechamiento del recurso, además del agregado de combustible fresco y de la retirada de combustible cuyo grado de quemado ya alcanzó el umbral establecido, se planifica la gestión del combustible relocalizando por etapas el combustible quemado que todavía se encuentra por debajo del umbral. Esto permite, además, obtener densidades neutrónicas con una distribución espacial más uniforme, una distribución más uniforme de las fisiones (que son proporcionales a las densidades neutrónicas locales) y como consecuencia de esto último, una distribución más uniforme de la producción de calor[24] en el núcleo del reactor.

---

[24] Se define la **densidad de potencia térmica promedio** por el cociente entre la potencia térmica generada en el reactor y el volumen ocupado por éste. Se define la **densidad local de potencia térmica** como la potencia generada en un lugar del reactor, por centímetro cúbico. En los reactores heterogéneos esta potencia local varía significativamente de un sitio a otro, puesto que la potencia térmica se genera mayoritariamente en el seno del combustible, con pequeños aportes en el refrigerante, en el material estructural y en el material de control, por

En un combustible nuclear se producen normalmente de 10^{12} a 10^{14} fisiones por cm^3 y por segundo. La densidad de potencia térmica en el combustible puede llegar a valores del orden de $1.0\,{}^{kW}\!/_{cm^3}$.

Para aumentar la potencia térmica producida por el reactor, retirando gradualmente algunas de las barras de control el operador aumenta k a un valor apenas un poco mayor que uno (reactor supercrítico) hasta que el incremento de potencia requerido se ha alcanzado. En ese momento disminuye el valor de k hasta la unidad, reintroduciendo las barras lo suficiente para retornar el estado del reactor a la criticidad, pero ahora produciendo en forma estacionaria más potencia térmica que al inicio de la operación.
Para reducir la potencia o apagar el reactor el operador reduce k por debajo de la unidad, haciéndolo subcrítico.

6.4 La caldera nuclear y el ciclo de su combustible.

Puesto que consume un tipo de combustible, produce calor, y lo transfiere a un fluido refrigerante, un reactor nuclear puede considerarse como una especie de caldera.
Las calderas que queman combustibles fósiles requieren un ingreso continuo de reactivos (combustibles y oxigeno) para alimentar las reacciones de combustión. Además, producen en forma continua gases y partículas de combustión (CO_2 y otros gases, así como una población de partículas primarias de diferentes diámetros), que deben abandonar la caldera o bien son liberadas a la atmósfera o bien son retenidas por filtros, haciéndola reaccionar con otras sustancias para transformarlas en productos más convenientes desde el punto de vista ambiental.

Por el contrario, la **caldera nuclear** con su reacción en cadena controlada y auto-sostenida, puede funcionar durante un intervalo de tiempo comparativamente extenso sin el ingreso de reactivos de especie alguna y sin requerir la salida de los productos de fisión que permanecen en el recipiente del reactor. En efecto, el combustible nuclear se encuentra confinado dentro de un recipiente, a través del cual circula el fluido refrigerante. No se liberan gases de invernadero, ni partículas a la atmósfera como generalmente ocurre en el caso de las calderas que queman combustibles fósiles. Pero el proceso de fisión como fuente de energía posee dos desventajas: Se generan radiaciones nucleares durante la fisión, y los productos de fisión son ellos mismos radioactivos. Estas dos características influyen decisivamente sobre el diseño y sobre la forma en que son operados los reactores nucleares de fisión, así como sobre la forma en que se gestiona la cadena de procesos que constituye el ciclo del combustible nuclear.

La producción de energía a partir de cualquier combustible, fósil o nuclear, se basa en lo que se denomina ciclo del combustible. En el caso de un combustible fósil ese ciclo comprende:

---

interacciones neutrónicas y de fotones gamma con estos materiales. La **potencia específica** es la potencia térmica dividida por la masa de combustible en el núcleo del reactor. Se definen además **potencias específicas locales**, asociadas a las masas de combustible en una varilla de combustible o en todo un elemento de combustible, puesto que la tasa de fisiones puede variar de un lugar a otro, como vimos al considerar el quemado del combustible nuclear.

- Exploración para identificar la ubicación, la cantidad y la composición de los recursos disponibles.
- Operaciones de perforación o de minería para traer el recurso a la superficie en una forma adecuada para ser procesada.
- Procesamiento o refinamiento para convertir el material en bruto en un producto final.
- Consumo del combustible para la producción de energía.
- Disposición de los desechos generados en cada parte del ciclo
- Transporte de los materiales de una a otra etapa del ciclo.

El ciclo del combustible nuclear es más complejo.

-En primer lugar, el único material físil (es decir, que por sí mismo puede originar una reacción nuclear en cadena auto- sostenida), que se presenta formando parte de los minerales de la corteza terrestre, el ^{235} U, en todos los depósitos de uranio conocidos posee una abundancia inferior al 1% El 99% restante está formado por ^{238}U, que es fisionable, pero no físil.

-En segundo lugar, los otros dos materiales físiles, el ^{233} U y el ^{239} Pu se producen por bombardeo neutrónico del ^{232} Th y del ^{238} U, respectivamente (por este motivo el ^{232} Th y el ^{238} U se denominan, como vimos, materiales fértiles).

-En tercer lugar, todos los materiales componentes del ciclo de los combustibles nucleares poseen componentes radioactivos, en cantidades que varían desde poco significativas a muy significativas.

-En cuarto lugar, una reacción nuclear en cadena auto sostenida puede también ocurrir fuera de un reactor, si se dan ciertas condiciones. Han ocurrido este tipo de procesos denominados accidentes de criticidad en plantas de reprocesamiento de combustible y durante ciertas maniobras de reconfiguración, incluyendo desplazamientos fuera de la piscina del reactor, de las placas de combustible en reactores de investigación cuyo núcleo posee geometría variable.
Pero también se conoce al menos una reacción nuclear en cadena auto sostenida producida espontáneamente en un yacimiento de mineral de uranio situado en Oklo (Republica de Gabón, África), hace 2 billones de años, que habría durado 200.000 años (Reactor Fósil de Oklo).
El reactor fósil de Oklo aporta información interesante desde el punto de vista de la disposición final de los elementos combustibles quemados y de los desechos provenientes del reprocesamiento de los elementos combustibles de los reactores de potencia.
Los productos radioactivos de las fisiones producidas en el interior del yacimiento de Oklo permanecieron atrapados en capas geológicas estables profundas y no parecen haber causado efectos significativos sobre ecosistemas en la superficie de la corteza terrestre.

-En quinto lugar, la misma reacción nuclear en cadena que se puede utilizar para la generación de energía eléctrica se puede aplicar en un arma explosiva.

Estas cinco características propias del combustible nuclear hacen que el ciclo de este combustible presente diferencias muy significativas respecto de los ciclos de los combustibles fósiles normalmente utilizados para generar potencia eléctrica.

Los yacimientos de uranio de interés comercial pueden presentar entre un 0.15 y un 0.25 % en peso de uranio. Se pueden obtener de 1 a 4 kg de uranio natural a partir de 1 tonelada de mineral. No obstante, como el mineral es de 30 a 50 veces más eficiente, por tonelada bruta, que el carbón, y como los impactos ambientales de la minería son proporcionales al número de toneladas extraídas, se advierte que en este aspecto la energía nuclear lleva una clara ventaja.
Por lo demás, los métodos de extracción del mineral de uranio no presentan diferencias significativas con los métodos utilizados para extraer otros minerales. Las diferencias aparecen en la fase siguiente, cuando el mineral es molido y sufre los procesos que conducen a la fabricación de la denominada "pasta amarilla" de óxidos de uranio relativamente puros (pero no enriquecida en $^{235}_{92}U$).
En forma resumida, el material extraído del yacimiento debe ser: (1) triturado y molido, (2) lixiviado en medio ácido para disolver y separar los metales del contenido no metálico. El contenido metálico así obtenido en forma de solución líquida debe ser procesado a su vez mediante resinas de intercambio iónico para separar el uranio de los otros metales. Luego, a partir del uranio así separado, se procede a fabricar la pasta amarilla, que presenta un 80% de un óxido compuesto, el U_3O_8
Los residuos sólidos de estos procesos, denominados colas, son algo radioactivos, y todavía poseen por lo general suficiente uranio (^{238}U) para producir escapes de gas radón (^{222}Rn) hacia el ambiente. Como el radón decae rápidamente (su tiempo de decaimiento es de 3.8 días) es suficiente recubrir el material de las colas con un material que impida el pasaje del radón antes de que decaiga.
Un 85% de los materiales radiactivos naturales que se encuentran en el yacimiento de uranio permanecen en las colas.
No obstante, la radioactividad por unidad de peso del material de las colas es mucho menor que la radioactividad por unidad de peso de combustible quemado por las plantas nucleares.
La Fig.6.5 presenta un esquema del ciclo del combustible nuclear.

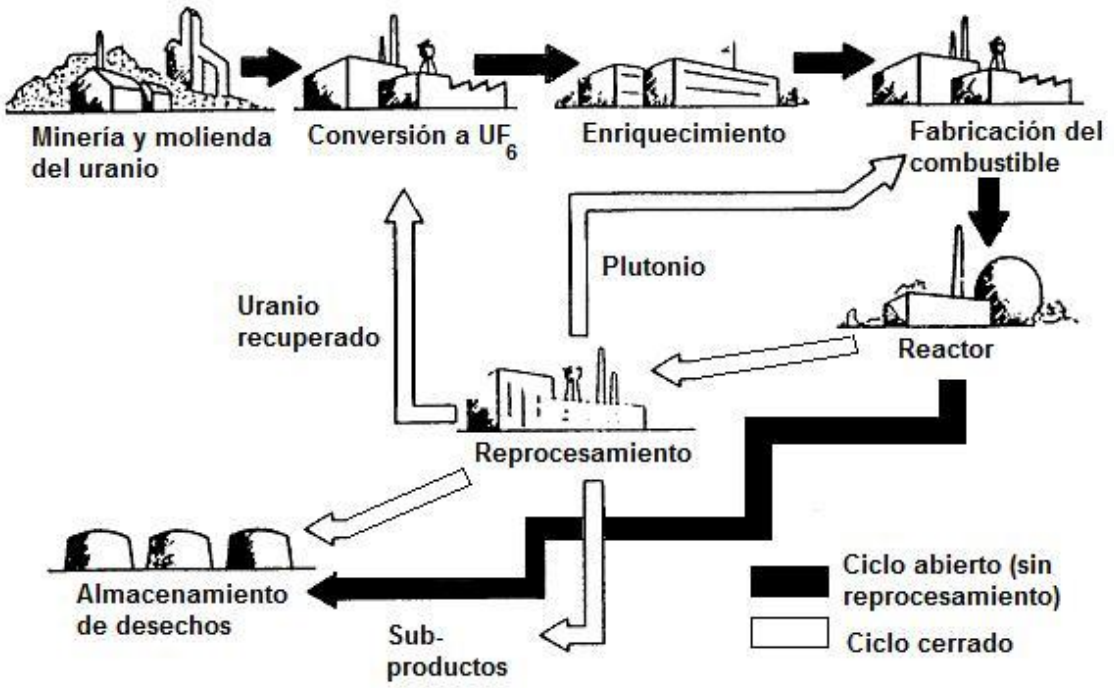

Figura 6.5: Esquema de los ciclos del combustible nuclear (abierto y cerrado)

En la sección 2 del capítulo 10 se considera el combustible en el reactor, su eventual reprocesamiento y los desechos.
Los efluentes líquidos que llevan reactivos químicos usados en la fabricación del óxido de uranio plantean problemas ambientales análogos a los que plantean otros procesos relacionados con el tratamiento de minerales.

6.5 Enriquecimiento

Se conocen más de quince métodos para la separación de isótopos de un mismo elemento químico. No obstante, solamente la difusión gaseosa, la centrifugación, la separación aerodinámica, la separación electromagnética y la separación utilizando luz láser se han implementado en forma más o menos rutinaria.

La **abundancia de un isótopo** se suele expresar mediante el porcentaje de átomos de ese isótopo relativo al total de átomos del elemento químico correspondiente, es decir respecto de la suma de los átomos de la totalidad de las variedades isotópicas de ese elemento que se encuentran en la naturaleza. Se denomina **átomos por ciento** y se representa por **a/o**.
Aunque la abundancia de un isótopo se expresa en átomos %, **el enriquecimiento del uranio** se expresa en % en peso o **fracción de peso** x. La abundancia del ^{235}U en el uranio natural, que es de 0.72 a/o, corresponde a un grado de enriquecimiento del 0.711 w/o, o en forma equivalente, a una fracción en peso de 0.00711.

En una planta de enriquecimiento se parte de una masa M_E de uranio con un grado de enriquecimiento x_E (0.00711, para uranio natural) y se producen una masa M_P de

producto (uranio enriquecido) con un grado de enriquecimiento x_P y una masa de cola M_C con un grado de enriquecimiento x_C menor que x_E (uranio empobrecido).
Como casi no hay pérdidas, $M_E = M_P + M_C$ y como la masa de ^{235}U debe ser la misma antes y después del proceso: $x_E \cdot M_E = x_P \cdot M_P + x_C \cdot M_C$ De estas dos ecuaciones se desprende que si se necesita producir una masa M_P con un enriquecimiento x_P, entonces se debe partir de una masa $M_E = \left(\frac{x_P - x_C}{x_E - x_C}\right) \cdot M_P$ La masa de ^{235}U en el producto es $M_{235} = x_P \cdot M_P$, entonces $M_E = \left(\frac{x_P - x_C}{x_E - x_C}\right) \cdot \frac{M_{235}}{x_P}$ Trabajando con una cola cuyo grado de enriquecimiento es $x_C = 0.002$, aproximando $x_P - x_C$ por x_P, resulta finalmente la siguiente relación entre la masa de ^{235}U que se necesita y la masa de uranio natural que debe ser procesada para obtenerla: $M_E \cong 196 \cdot M_{235}$
Así pues, se precisan unos 200 kg de uranio natural para producir una masa de combustible enriquecido que contiene 1 kg de ^{235}U, en forma independiente del grado de enriquecimiento del combustible (siempre que el grado sea mucho mayor que el grado natural, cosa que se puedan realizar las aproximaciones que conducen a este resultado).

Las plantas de enriquecimiento con fines comerciales emplean hexafluoruro de uranio (UF_6), en forma gaseosa para los procesos de enriquecimiento. A partir de la pasta amarilla, en una planta química se produce tetrafluoruro (UF_4) y hexafluoruro (UF_6) de uranio.
El UF_4 se utiliza para producir uranio metálico. Entre otras aplicaciones, el uranio metálico, en forma de lingotes, se emplea en el proceso de enriquecimiento con luz láser.
El UF_6 es un sólido a temperatura ambiente, pero es un gas por encima de los 56 º C que se compone de un 0.72 a/o de moléculas de $^{235}UF_6$ y el resto son moléculas de $^{238}UF_6$ junto con vestigios de $^{234}UF_6$ y $^{236}UF_6$. En estado gaseoso se le aplican algunos de los procesos de enriquecimiento para aumentar la proporción de ^{235}U físil respecto de la de ^{238}U. Afortunadamente existe un único isótopo del flúor, el ^{19}F, de modo que la diferencia de masa en las moléculas de hexafluoruro de uranio se debe solamente a los isótopos del uranio que se quieren separar.
Luego se produce un polvo negruzco de UO_2, que se sinteriza para producir un material cerámico de elevado punto de fusión con el cual se fabrican pastillas de combustible. Cuanto mayor es el grado de enriquecimiento de un combustible, entonces, en igualdad de las demás condiciones, tanto mayor será el correspondiente factor de multiplicación de ese combustible cuando se le coloque en el núcleo de un reactor.

El proceso de separación denominado corrientemente “difusión gaseosa” se basa en la diferencia de velocidad que existe, en una mezcla de gases en equilibrio térmico, entre partículas de masas diferentes, como es el caso de las moléculas de $^{238}UF_6$ y $^{235}UF_6$. Como consecuencia las partículas más livianas chocan más a menudo con las paredes del recipiente en comparación con las partículas más pesadas. Si la pared posee orificios que permiten el paso de moléculas individuales, pero no permite el flujo masivo del gas, entonces el gas que abandona el recipiente está enriquecido en las moléculas más livianas respecto del gas que ocupa el recipiente. Al atravesar la barrera habrá aumentado un poco la abundancia de $^{235}UF_6$.

Si se forma una sucesión de cámaras, cada una dividida en dos mitades, proximal y distal, por una barrera como la descripta, tal que la salida de la mitad distal de una de ellas es la entrada a las mitades proximales de dos cámaras siguientes, y si se impulsa gas a través de todo el sistema, se puede implementar un proceso continuo de separación isotópica del ^{235}U. El conjunto se denomina cascada de difusión. Dependiendo del grado de enriquecimiento que se necesite, una cascada puede tener hasta varios miles de etapas. Para compensar la caída de presión que se produce en cada barrera, el gas se comprime en cada etapa y se lo enfría antes de entrar a la cámara correspondiente.
Este proceso es el más simple desde el punto de vista tecnológico, pero exige un espacio físico muy grande para disponer las cámaras de difusión y consume mucha energía para bombear y enfriar el gas.[25] USA, China, Francia y Argentina han construido facilidades que utilizan este método.

El proceso que utiliza centrífugas de gas se basa en que la diferencia de masas entre las moléculas de $^{238}UF_6$ y $^{235}UF_6$, cuando se encuentran ambas sometidas a una rotación lo bastante rápida, tiende a alejar más las más pesadas del eje de rotación, con lo cual, una vez alcanzado el equilibrio, el gas próximo al eje se encuentra enriquecido en ^{235}U mientras que el gas localizado en la periferia se encuentra empobrecido, ambos respecto de la abundancia en el gas antes de ser centrifugado. Como el gasto volumétrico de gas a través de una centrífuga no puede ser muy elevado, para enriquecer una masa grande de uranio gaseoso se ponen numerosas centrífugas en paralelo. Como una sola centrífuga no alcanza el grado de enriquecimiento que muchas veces se requiere, se forman cascadas de centrífugas o se las alimenta desde una planta de difusión gaseosa.
Este proceso, que alcanza fácilmente grados elevados de enriquecimiento, es más complejo desde el punto de vista tecnológico, porque para una separación efectiva la velocidad angular de la centrífuga debe ser muy elevada.
Desde la década del cuarenta se conoce la tecnología de la ultracentrifugación, como se la denomina por las grandes velocidades angulares que se producen. Durante la segunda

---

[25] El costo de enriquecer uranio se mide en unidades SWU (unidad de trabajo de separación). La separación de isótopos es análoga a la separación de gases que previamente fueron mezclados uniformemente y en forma irreversible. Como el estado final es más ordenado que el inicial, la separación se acompaña de una disminución en la entropía del sistema. Si el proceso de separación se realiza a temperatura constante, pero la entropía disminuye, entonces el sistema debe recibir trabajo desde su ambiente. Ese trabajo que debe ser realizado para separar los isótopos es lo que se mide en SWU.
Si x representa el grado de enriquecimiento alcanzado en un proceso de separación, el trabajo de separación necesario se suele estimar por la función $V(x) = (1 - 2 \cdot x) \cdot \ln\left(\frac{1-x}{x}\right)$ que vale 0 cuando $x = 0.5$ y crece simétricamente a ambos lados de este punto cuando $x \downarrow 0$ o bien cuando $x \uparrow 1$. Si M_P kilos de producto con un grado de enriquecimiento x_P se forman a partir de M_E kilos de material de entrada al proceso, con un grado de enriquecimiento x_E, y además se generan M_C kilos de material de cola, con un enriquecimiento x_C, entonces, puesto que $M_E \cong M_P + M_C$, el trabajo de separación SWU que debe suministrarse se puede estimar mediante:

$$SWU = M_P \cdot [V(x_P) - V(x_C)] - M_E \cdot [V(x_E) - V(x_C)]$$

Se ve que la SWU posee dimensiones de masa.
La **capacidad de una planta de enriquecimiento se mide entonces dando el número de SWU por año que la planta puede suministrar**.

guerra mundial se construyeron y ensayaron varios prototipos de ultracentrífuga para enriquecimiento de uranio, pero se abandonó la técnica debido a que en ese entonces no se conocían materiales con los que producir piezas de masas y dimensiones adecuadas y al mismo tiempo capaces de soportar los esfuerzos producidos durante la rotación, durante tiempos lo bastante prolongados. Además, los rodamientos disponibles producían pérdidas de potencia muy grandes. Pero los desarrollos que desde aquella época se han venido sucediendo en ciencia de los materiales (incluyendo enfoques más precisos de la resistencia de materiales, conocidos como mecánica de la fractura) cambiaron el estado de cosas: ahora es una técnica práctica y económica, pese a que este tipo de centrífugas continúan siendo difíciles de construir y de mantener (se desgasta mucho el dispositivo de apoyo del eje rotante).
Por lo pronto, consumen mucho menos energía eléctrica que las cascadas de difusión gaseosa. Por ejemplo, una planta de enriquecimiento por difusión capaz de producir 10 millones de unidades de trabajo de separación de isótopos (SWU) durante un año, consume unos 2700 MW de potencia eléctrica. Una planta capaz de efectuar ese mismo trabajo, utilizando centrífugas, consume solamente unos 110 MW de potencia eléctrica.
Para fines de comparación, la carga anual de combustible de un PWR de la Generación II, de 1000 MW de potencia eléctrica, necesita aproximadamente 115000 SWU por año para ser producida.
El Reino Unido, Rusia, China, Pakistán, India, Brasil, Alemania, Holanda, Japón, Irán e Israel (posiblemente) construyeron facilidades basadas en este método.

El método aerodinámico se parece al método de centrifugación en que utiliza el **efecto inercial diferencial**, debido a la pequeña diferencia de masa entre las moléculas que poseen ^{235}U y las que poseen ^{238}U, de un potente campo centrífugo. En una versión del método, una mezcla de UF_6 y H_2 fluyen a velocidades supersónicas a través de una tobera curva de diseño específico para este proceso (tobera de Becker). Al salir de la tobera las moléculas más pesadas se sitúan preferentemente cerca de la pared externa, mientras que las más livianas lo hacen cerca de la pared interna. Colocando un tabique de separación en un punto medio adecuado, la mezcla de gas que sale se separa en una parte enriquecida y otra empobrecida en ^{235}U. Se puede reiterar en una cadena de etapas, y en cada una de las etapas produce una separación isotópica mucho más grande que la que se obtiene en una etapa con el método de difusión. La República de Sud África desarrolló y utiliza una variante del método de la tobera.

El método de separación electromagnética se basa en acelerar hexafluoruro de uranio ionizado mediante un campo eléctrico, y aplicar luego un campo magnético. Las partículas cuyas masas son menores, como los iones de $^{235}UF_6$, recorren trayectorias cuyos radios también son menores en comparación con los radios de las trayectorias de las partículas de masa mayor, como los iones de $^{238}UF_6$. Los haces así separados se hacen impactar en colectores de grafito adecuadamente situados. El uranio reacciona con el grafito formando carburo de uranio. El carburo de uranio que se forma a partir del haz que contiene el grueso del ^{235}U es el producto del proceso.
En una sola etapa se obtiene una separación isotópica casi completa, pero las cantidades que se obtienen son muy pequeñas. Este método, una aplicación del mismo principio que condujo al desarrollo del espectrómetro de masas, fue empleado en gran escala por USA, durante la segunda guerra mundial, y posteriormente por Iraq.

El proceso que utiliza luz láser para enriquecer uranio se basa en diferencias tenues en los niveles de energía de algunos orbitales electrónicos del ^{235}U respecto de los

correspondientes orbitales en el ^{238}U. Esas diferencias se deben a su vez a pequeñas diferencias de tamaño y forma entre esos dos núcleos, que modifican el campo de Coulomb en el que se mueven los electrones de esos átomos de uranio y la posición del centro de masas de los átomos respecto de su núcleo.
Si se vaporizan átomos de uranio a partir de un lingote (lo que requiere generar temperaturas en el lugar donde se produce la evaporación atómica de hasta 3000 º K), o se ionizan moléculas de UF_6 y se iluminan con luz láser finamente sintonizada, es posible ionizar selectivamente los átomos de ^{235}U o los iones de $^{235}UF_6$ y separarlos luego aplicando un campo eléctrico. Este método se ha puesto a punto en Francia y en USA. Para producir la misma cantidad de material enriquecido, consume un décimo de la energía del método de difusión gaseosa y en una sola etapa de separación permite alcanzar el 3% de enriquecimiento requerido para la fabricación de combustible destinado a reactores térmicos.
Para obtener un grado de enriquecimiento mayor hay que emplear varias etapas consecutivas.
Las frecuencias de excitación permanecieron en secreto, porque este método podría utilizarse para obtener enriquecimientos adecuados y en cantidades suficientes para producir armas nucleares, en condiciones tales que el proceso resultaría muy difícil de rastrear. Al parecer, por un error involuntario, esa información está ahora disponible para una persona con una formación suficiente.

En general todo el tema del enriquecimiento de soluciones preocupa bastante a nivel internacional, debido a posibles usos militares o terroristas, y la vigilancia al respecto es permanente y exhaustiva.

La siguiente anécdota quizás sirva para ilustrar la situación. En 1987, cuando comencé a estudiar temas de tecnología nuclear energética, revisando un trabajo sobre procesos de transporte de masa que había hecho una década antes, se me ocurrió una innovación aplicable a un proceso de enriquecimiento de soluciones. El proceso original se utilizaba ya en la industria petroquímica y se empleaba en sistemas que habían alcanzado un estado estacionario. La innovación se basaba en efectuar una extracción en un determinado instante durante la fase transitoria, antes de la aproximación al estado estacionario.
Redacté un informe y lo presenté a la Comisión Nacional de Energía Atómica, que por aquel entonces todavía existía en nuestro país. En ese informe construí un modelo matemático del proceso y lo resolví analíticamente mediante una serie de Fourier en función de las coordenadas temporal y espacial. Después de recabar informes en dos facultades de la Universidad de la República, que consideraron adecuada la fundamentación teórica del proceso, se me informó que no había dinero disponible para construir una planta piloto y ensayar la idea. En vista de esto, abandoné el tema, no sin cierta pena, y me puse a trabajar en otra idea.
Pasó así un tiempo, luego del cual mi compañero de trabajo en la Dirección Nacional de Tecnología Nuclear (DINATEN), Gabriel Bernasconi, me sugirió efectuar una simulación digital del proceso de enriquecimiento, para poder obtener al menos una estimación preliminar de su factibilidad, y me ofreció su ayuda para este trabajo. Así, con Gabriel Bernasconi y con Ángel Bertolotti, hicimos varias corridas de simulación digital basadas en el desarrollo en serie de Fourier en el tiempo y en el espacio mencionado previamente.
Sobre la base de los resultados de la simulación, comprobamos que el comportamiento de las concentraciones durante la fase transitoria, en el que se basa la idea innovadora,

se produce en condiciones implementables en la práctica, aunque la mejora que aporta al proceso clásico es poco significativa. Redactamos el correspondiente informe, a comienzos de 1990, e informamos a las autoridades acerca de los resultados.
No obstante, había un problema: la serie de Fourier no convergía en el instante inicial, por lo cual al efectuar la simulación digital las curvas que describían la evolución del cociente de concentraciones entre dos solutos (en uno de los cuales se quería enriquecer la solución) en función del tiempo presentaban un comportamiento singular al comienzo del proceso que arrojaba algunas dudas sobre el significado cuantitativo de los resultados que habíamos obtenido. Entonces otro compañero de trabajo, Gabriel Artucio, me ofreció su ayuda para programar ab-initio un algoritmo específico para simular el proceso, en condiciones en las que el problema de convergencia que presentaba la serie de Fourier desaparecía. Así lo hizo, y con el nuevo algoritmo efectuamos varias corridas de simulación durante el segundo semestre de 1990. Confirmamos y complementamos los resultados obtenidos previamente, e hicimos un nuevo informe.
Ambos informes fueron enviados a la Biblioteca de la DINATEN. La directora de la biblioteca de la DINATEN Ana Rebellato hizo un resumen en inglés y envió copia en papel de ambos informes al Servicio de Información Nuclear del Organismo Internacional de Energía Atómica, situado en la ciudad de Viena.
Un par de años después, cierto día Julio Riet, director de la DINATEN en aquel entonces, me llamó y me comentó que tenía en la sala de reuniones tres personas que le habían manifestado su interés en conversar conmigo. Cuando llegué allí me encontré con tres funcionarios del Departamento de Energía del gobierno de USA, una mujer y dos hombres, que al parecer no hablaban español. Fueron directamente al grano y me preguntaron sobre el proceso de enriquecimiento. Les expliqué los fundamentos, les mostré los resultados de los estudios de simulación digital y les hice notar que la mejora que se obtenía probablemente iba a ser muy poco significativa. Al parecer quedaron satisfechos y se fueron. Resulta curioso que, a partir de 2008, según pude constatar luego de una búsqueda en Internet, ¡los informes en cuestión estuvieron disponibles y a la venta, a través del Servicio de Información Técnica del Departamento de Comercio de USA!

6.6 Potencia térmica del reactor y enriquecimiento del combustible

Ahora vamos a considerar una relación muy importante que se puede establecer entre la potencia térmica de un reactor y el grado de enriquecimiento de su combustible. Para comenzar, recordemos lo que estudiamos en la sección 4.1 sobre interacción de los neutrones con la materia, resumido en las ecuaciones [6], [8], y [9] de esa misma sección. La velocidad R de una reacción nuclear específica (por ejemplo, fisión) involucrando un tipo de núcleo específico (por ejemplo $^{239}_{94}Pu$), es decir, el número de este tipo de reacciones que se produce por unidad de tiempo y unidad de volumen, se puede calcular mediante el producto del denominado **flujo neutrónico** ϕ (una propiedad de la población de neutrones libres en el reactor) por la así llamada **sección eficaz macroscópica** Σ de esa reacción nuclear (una propiedad emergente que depende del tipo de reacción, del tipo y de la densidad volumétrica de núcleos de esa clase que pueden reaccionar, y de la energía del neutrón incidente):

$$R = \Sigma \cdot \phi \qquad [1]$$

Para el caso más simple de neutrones dotados de una energía única (neutrones mono-energéticos) el flujo neutrónico es igual al producto del número n de neutrones libres por unidad de volumen por la velocidad u de esos neutrones:

$$\phi = \mathrm{n} \cdot \mathrm{u} \qquad [2]$$

La sección eficaz macroscópica Σ se expresa a su vez por el producto del número N de núcleos (del tipo considerado) por unidad de volumen, por un parámetro microscópico denominado sección eficaz microscópica σ :

$$\Sigma = N \cdot \sigma \qquad [3]$$

En el caso particular de las reacciones de fisión: $\Sigma_f = N_f \cdot \sigma_f$ [4]

Representemos mediante ε_f la cantidad de calor liberada, en promedio, por una reacción de fisión: aproximadamente 200 MeV o $\frac{1}{3.3 \times 10^{10}} \, julios/fisión$

Como $\Sigma_f \cdot \phi$ representa el número de fisiones por unidad de volumen y por unidad de tiempo, la densidad volumétrica $\frac{\delta P_T}{\delta V}$ de potencia térmica se puede estimar mediante la fórmula:

$$\frac{\delta P_T}{\delta V} = (\varepsilon_f \cdot \Sigma_f \cdot \phi) = \varepsilon_f \cdot N_f \cdot \sigma_f \cdot \phi \qquad [5]$$

De ahora en adelante utilizaremos el cm^2 como unidad de área, y el cm^3 como unidad de volumen, de modo que la densidad de potencia vendrá dada en vatios/cm^3 y el número de núcleos físiles por unidad de volumen en núcleos-físiles por cm^3. Supongamos que esos núcleos se encuentran dispersos en una matriz (podría ser de 238-U, de torio, de aluminio (como en reactores de investigación), de grafito, ...) a razón de t gramos de materia físil por cm^3 de matriz continente. Entonces la densidad de potencia local por gramo de materia físil vendrá dada por $\frac{1}{t}\frac{\delta P_T}{\delta V} = (\varepsilon_f \cdot \sigma_f \cdot \phi) \cdot \frac{N_f}{t}$

Pero $m_f = \frac{t}{N_f} \cdot \left(\frac{g/cm^3}{núcleos.\,físiles/cm^3} \right) \approx \frac{A}{N_{Av}} \cdot \left(g/núcleo.\,físil \right)$ es la masa del núcleo físil, siendo N_{Av} el número de Avogadro y A el número de masa en gramos.

Entonces **la potencia térmica por gramo de núcleo físil** viene dada por:

$$\frac{1}{t}\frac{\delta P_T}{\delta V} = \frac{\varepsilon_f \cdot N_{Av}}{A} \cdot (\sigma_f \cdot \phi) \qquad [6]$$

La fórmula [6] se aplica localmente, para un flujo neutrónico que puede variar, y en la práctica efectivamente varía, de un punto a otro del núcleo del reactor, siendo mayor en la parte central y menor en la periferia.

Pero si consideramos un flujo promedio $\bar{\phi}$ e interpretamos esta fórmula local como un promedio sobre todo el reactor, de potencia térmica P_T (en vatios) cargado con una masa total $\tilde{g}$ (en gramos) de núcleos físiles, obtenemos, en vatios/gramo, o en forma equivalente (puesto que una tonelada equivale a 10^6 gramos y un MW son 10^6 vatios) en MW/tonelada de materia físil, presente en el combustible:

$$\frac{P_T}{\tilde{g}} = \frac{\varepsilon_f \cdot N_{Av}}{A} \cdot (\sigma_f \cdot \bar{\phi}) \qquad [7]$$

Si expresamos la sección eficaz microscópica de fisión en barns, tenemos en cuenta que $1 \cdot barn = 10^{-24} cm^2$, utilizamos 6.02×10^{23} como aproximación al número de Avogadro y recordamos que $\varepsilon_f \approx \frac{1}{3.3 \times 10^{10}} \, julios/fisión$ obtenemos:

$$\frac{P_T}{\tilde{g}} \approx 1.82 \times 10^{-11} \times \frac{\sigma_f \cdot \bar{\phi}}{A} \qquad [8]$$

Esta fórmula permite conocer el orden de magnitud del flujo de neutrones térmicos en un reactor, dada su potencia y dada la masa de materia físil.

Para concretar, supongamos que la materia físil está formada por núcleos de 235-U. En este caso $A = 235$ gramos. La dependencia de la temperatura que muestra la sección eficaz microscópica de fisión se puede aproximar por la fórmula

$$\sigma_f(T) \approx \sigma_f(T_0) \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T}} \qquad [9]$$

Aquí T representa la temperatura promedio en grados Kelvin y T_0 es una temperatura de referencia.

Si se toma $T_0 = 293^{\circ} K$ (20 º C), entonces $\sigma_f(T_0) \approx 582 barns$.

La fórmula [9] se desprende de la relación $\sigma_f(E) \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ introducida en la sección 4.1, nota 13, si se tiene en cuenta que en equilibrio térmico la energía cinética del neutrón es a su vez proporcional a la temperatura absoluta del material.

En un reactor de investigación interesa que el flujo promedio pueda llegar a ser muy elevado, para hacer experimentos, pero la potencia térmica debería ser lo menor posible, para que su evacuación del núcleo del reactor no presente problemas.

Para ello la carga de material físil $\tilde{g}$ debe ser lo menor posible: hay que minimizar las capturas de neutrones no conducentes a fisiones, por lo cual se debería utilizar uranio enriquecido lo más posible (por ejemplo 235-U enriquecido al 93% y dispersado en una matriz de aluminio).

En un reactor de potencia interesa maximizar P_T para su empleo en la generación de vapor u otros fines, pero el flujo neutrónico debe mantenerse tan bajo como sea posible, para minimizar el daño sobre los materiales (debidos sobre todo a los neutrones rápidos).

Entonces $\tilde{g}$ debe hacerse lo más grande que sea posible. Pero ahora, además, interesa maximizar las capturas fértiles para que el reactor actúe, lo más que sea posible, como convertidor, por lo cual la carga de 235-U se integra con bajo grado de enriquecimiento (desde uranio natural hasta un 10% de enriquecimiento) en un combustible con 238-U.

Por ejemplo, si tenemos un reactor con 75 toneladas de $U0_2$ con un enriquecimiento del 3.4%, entonces $\tilde{g} \approx 2.244$ toneladas. La masa de 235-U se puede estimar como sigue:

$$\frac{masa\left({}^{235}_{92}U\right)}{masa.total(UO_2)} = \frac{masa\left({}^{235}_{92}U\right)}{masa\left({}^{235}_{92}UO_2\right)} \times \frac{masa\left({}^{235}_{92}UO_2\right)}{masa.total(UO_2)} = \frac{235}{235 + 2 \cdot 16} \times \frac{3.4}{100}$$

Para una $masa.total(UO_2)$ de 75 toneladas resulta $\tilde{g} = masa\left({}^{235}_{92}U\right)$ igual a 2.244 toneladas (redondeando a un valor superior, aproximadamente 2.25 toneladas).

Supongamos que la potencia es de 3000 MW térmicos, y que la temperatura para el cálculo de la sección eficaz microscópica de fisión puede tomarse igual a 1500 º C, es decir, 1773 º K. En ese caso la fórmula [9] para la sección eficaz en función de la temperatura da: $\sigma_f(1773) \approx \sigma_f(293) \cdot \sqrt{\frac{293}{1773}}$ es decir $\sigma_f \approx 238$ barns.

Con todos estos datos, de la fórmula [8] resulta un flujo promedio $\bar{\phi}$ de aproximadamente 6.7×10^{13} neutrones por cm^2 y por segundo.

En los reactores de potencia que funcionan en base a neutrones térmicos **los flujos neutrónicos suelen estar comprendidos entre los 10^{13} y los 10^{14} neutrones por cm^2 y por segundo.**

El flujo máximo ϕ_M en el núcleo del reactor se puede estimar multiplicando el flujo promedio $\bar{\phi}$ por el correspondiente factor de pico. Este es normalmente inferior a 3.5. Utilizando este coeficiente se puede estimar una cota superior para el flujo neutrónico, aplicable en la estimación de daños por irradiación en los materiales del núcleo del reactor y para algunas consideraciones primarias y muy groseras relacionadas con las temperaturas en el combustible y los procesos de transporte de calor hacia el refrigerante. En una aproximación un poco más realista hay que distinguir varios grupos de neutrones clasificados según su energía: por lo menos dos-térmicos (entre 0 y 1 eV) y rápidos (por encima de 1eV)-o inclusive tres-**térmicos** (entre 0 y 1 eV), **epitérmicos** (entre 1 eV y 1 MeV) y **rápidos** (más de 1 MeV) y hay que encarar la distribución en el espacio y la evolución en el tiempo de esos grupos de neutrones.

7 Neutrónica. I: Fundamentos

7.1 Elementos de cinética neutrónica y control de reactores

La velocidad con la que varía la población de neutrones en el núcleo de un reactor es igual a la velocidad con la que los neutrones son producidos mediante reacciones de fisión, menos la velocidad con la cual son absorbidos por los núcleos atómicos de los materiales allí presentes (combustible, elementos de soporte, moderador-si existe-y refrigerante) menos la velocidad con la cual los neutrones abandonan el reactor fugándose a través de la superficie exterior del núcleo del reactor.

Como estudiamos en la sección 4.1 sobre interacciones de las radiaciones con la materia, y aplicamos en la sección 6.6 para relacionar la potencia del reactor con la masa de material físil, las velocidades R de las reacciones de núcleos específicos con neutrones se pueden calcular mediante el producto del flujo neutrónico ϕ por la sección eficaz macroscópica Σ de cada reacción nuclear o canal de reacción que pueda producirse dado un núcleo y un neutrón incidente. Como vimos, Σ es una propiedad emergente que depende del tipo de reacción, del tipo y de la densidad volumétrica de núcleos de esa clase que pueden reaccionar, y de la energía del neutrón incidente. Entonces, el número de eventos de reacción por unidad de volumen y por unidad de tiempo se puede calcular mediante la ecuación:

$$R = \Sigma \cdot \phi \qquad [1]$$

Como se dijo en 4.1, para el caso más simple de neutrones dotados de una energía única (mono-energéticos) el flujo neutrónico es igual al producto del número n de neutrones libres por unidad de volumen por la velocidad u de esos neutrones:

$$\phi = \mathrm{n} \cdot \mathrm{u} \qquad [2]$$

La sección eficaz macroscópica Σ se expresa a su vez por el producto del número N de núcleos (del tipo considerado) por unidad de volumen, por la sección eficaz microscópica σ correspondiente a ese canal de reacción:

$$\Sigma = N \cdot \sigma \qquad [3]$$

Si $\bar{\nu}$ es el número promedio de neutrones producidos en una reacción de fisión de un tipo de núcleo (por ejemplo 235-U) y si suponemos un reactor tan grande que es posible despreciar la fuga de neutrones hacia el ambiente, el cociente entre la velocidad con la que los neutrones son producidos por fisión $\bar{\nu} \cdot R_f = \bar{\nu} \cdot \Sigma_f \cdot \phi$ y la velocidad con la que son absorbidos por los núcleos del medio $R_a = \Sigma_a \cdot \phi$, denominado factor de multiplicación de medio infinito, describe la evolución de la población de neutrones libres en el reactor:

$$k_\infty = \frac{\bar{\nu} \cdot R_f}{R_a} = \frac{\bar{\nu} \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a} \qquad [4]$$

La fórmula [1] para la velocidad con que se produce una reacción nuclear de cierto tipo, cuando los neutrones incidentes son capturados por núcleos de una misma clase (el mismo tipo de nucleido) puede generalizarse [26] a una mezcla de nucleidos y aplicarse a

[26] Esta generalización, en el caso de un combustible que posee varios nucleidos físiles diferentes, permite calcular la velocidad con la que aparecen neutrones de fisión sumando los aportes de las reacciones de fisión de cada nucleido físil ($^{235}_{92}\mathrm{U}$, $^{239}_{94}Pu$, $^{233}_{92}\mathrm{U}$, así como los

diferentes reacciones. Esto incluye las colisiones elásticas o inelásticas de los neutrones con los núcleos, que simplemente dispersan los neutrones (si son inelásticas, dejan en estados excitados a los núcleos con los que chocaron), y constituyen, junto con las diferencias en las concentraciones locales, la base microscópica de los procesos de transporte de neutrones por difusión en los materiales.

El flujo neutrónico ha desaparecido de k_∞ puesto que aparecía como factor tanto en el numerador como en el denominador. Cuando $k_\infty = 1$ la velocidad de producción y la velocidad de destrucción de neutrones son iguales: el reactor infinito se encuentra en estado crítico.

Si las fugas de neutrones no pueden ser despreciadas, como ocurre siempre en los reactores reales, se define un **factor de multiplicación efectivo** k_{ef} **así:**

$$k_{ef} = k_\infty \cdot P_{no-fuga} \qquad [5]$$

El factor $P_{no-fuga}$ tiene en cuenta el efecto de las fugas de neutrones al ambiente, y se puede interpretar como una probabilidad: la probabilidad de que un neutrón no se fugue del reactor, y en consecuencia termine siendo absorbido por los materiales en el núcleo.

Cuando $k_{ef} = 1$ la velocidad de producción de neutrones es igual a la suma de las velocidades de destrucción por absorción y de fuga al ambiente: esta situación caracteriza el estado crítico de un reactor real. Todas las generaciones poseen el mismo número de neutrones: la población de neutrones permanece en estado estacionario al igual que la potencia térmica producida.

---

aportes adicionales de algunos nucleidos pesados, con número atómico Z mayor que 94, que son físiles, se producen por transmutaciones en el combustible y se denominan **actínidos minoritarios** o "actínidos menores"). Si ν_p es el número promedio de neutrones de fisión producidos por el nucleido $p-ésimo$ con sección eficaz macroscópica de fisión $\Sigma_{f,p}$, entonces a partir de la fórmula [1] aplicada a este caso y sumando todos los aportes, resulta que la velocidad de producción de neutrones de fisión viene dada por:

$$\sum_p \left(\nu_p \cdot R_{f,p}\right) = \sum_p \nu_p \cdot \left(\Sigma_{f,p} \cdot \phi\right) = \left(\sum_p \left(\nu_p \cdot \Sigma_{f,p}\right)\right) \cdot \phi$$

En forma análoga, si $\Sigma_{a,q}$ representa la sección eficaz macroscópica de absorción de neutrones por el nucleido $q-ésimo$, sumando todos los aportes a la absorción de neutrones, resulta la siguiente expresión para la velocidad de destrucción de neutrones:

$$\sum_q \left(R_{a,q}\right) = \sum_q \left(\Sigma_{a,q} \cdot \phi\right) = \left(\sum_q \left(\Sigma_{a,q}\right)\right) \cdot \phi$$

Suponiendo ahora que el reactor es tan grande que se pueden despreciar las fugas a través de las superficies exteriores del núcleo, podemos definir un **factor de multiplicación de medio infinito** k_∞ así:

$$k_\infty = \frac{\sum_p \left(\nu_p \cdot R_{f,p}\right)}{\sum_q \left(R_{a,q}\right)} = \frac{\sum_p \left(\nu_p \cdot \Sigma_{f,p}\right)}{\sum_q \left(\Sigma_{a,q}\right)}$$

En un reactor nuclear se introduce una escala de tiempo que se denomina **tiempo entre generaciones** τ_i y corresponde al intervalo de tiempo que separa el nacimiento de un **neutrón instantáneo** en una fisión y su desaparición cuando provoca una nueva fisión. El tiempo entre generaciones depende del tipo de reactor. En el caso de los reactores térmicos, τ_i toma valores comprendidos entre milisegundos y décimas de milisegundos. En los reactores rápidos τ_i toma valores del orden de los microsegundos.

Con un coeficiente de multiplicación efectivo constante y ligeramente diferente de la unidad, si se supone que todos los neutrones involucrados en k_{ef} son instantáneos (es decir, aparecen de inmediato con cada fisión), entonces se produciría una variación de potencia dada por[27]:

$$P_T(t) = P_T(0) \cdot e^{(k_{ef}-1)\cdot\frac{t}{\tau_i}} \qquad [6]$$

Si $k_{ef} = 1.001$ mientras que $\tau_i \approx 0.1ms$, en el primer segundo después del instante inicial la potencia se incrementaría en un factor de 10^{10}. Resulta claro ahora que en estas condiciones un reactor no puede ser controlado por medios mecánicos, introduciendo y retirando barras de control, y de hecho, no podrían operar en estado de régimen ni podrían seguir las demandas de variación de la potencia que aparecen en las centrales generadoras de electricidad.

Como se estableció previamente, al describir las reacciones de fisión, los neutrones producidos por fisión se pueden clasificar en instantáneos y retardados. La fracción β de neutrones retardados o demorados es muy pequeña, por ejemplo $\beta \cong 0.006$, pero el retardo promedio τ_d es mucho mayor que τ_i, por ejemplo $\tau_d \cong 12s$.

Entonces se puede introducir un tiempo promedio $\tau \approx (1-\beta)\cdot\tau_i + \beta\cdot\tau_d$ [7]

Para el ejemplo considerado ese tiempo se puede estimar en:

$$\tau \approx (1-0.006)\cdot 0.001 + 0.006\cdot 12 \cong 0.072s = \beta\cdot\tau_d$$

En general, para todos los combustibles se tiene: $\tau \approx \beta\cdot\tau_d$ [8]

---

[27] Consideremos sucesivas generaciones de neutrones conectados cada una con la siguiente mediante el factor k_{ef}. Si n_m representa la población de neutrones de la m-ésima generación de neutrones libres, entonces $n_{m+1} \approx k_{ef}\cdot n_m$. Iterando a partir de una generación inicial se obtiene $n_m \approx (k_{ef})^m \cdot n_0$ Ahora bien, $(k_{ef})^m = e^{m\cdot\ln(k_{ef})}$ Como suponemos que k_{ef} se encuentra muy próximo a 1, podemos efectuar la aproximación del logaritmo, bien conocida, en un entorno de la unidad: $\ln k_{ef} = \ln(1+(k_{ef}-1)) \approx (k_{ef}-1)$ Entonces $n_m \approx e^{m\cdot(k_{ef}-1)}\cdot n_0$

Como entre generaciones hay un intervalo de tiempo τ_i, podemos pasar al dominio del tiempo poniendo $t_m = m\cdot\tau_i$ Sustituyendo m por $\frac{t}{\tau_i}$, resulta finalmente: $n(t) \approx n(0)\cdot e^{(k_{ef}-1)\frac{t}{\tau_i}}$

Esta última fórmula es aplicable para todo instante t.

Al ser la potencia térmica proporcional a la población de neutrones libres, se desprende directamente la fórmula [6] del texto.

Cuando k_{ef} difiere de la unidad en menos de β, el tiempo de respuesta del reactor aumenta significativamente y la máquina se hace controlable.
Si $k_{ef} - 1$ es inferior, digamos, a 0.5β, el tiempo de respuesta del reactor puede estimarse por el tiempo promedio incluyendo los neutrones retardados $\tau \approx \beta \cdot \tau_d$.
Ahora la potencia térmica viene dada por:

$$P_T(t) = P_T(0) \cdot e^{(k_{ef}-1)\cdot \frac{t}{\beta \cdot \tau_d}} \qquad [9]$$

Para $k_{ef} - 1 \approx 0.003 = 0.5 \cdot \beta$ y $\beta \cdot \tau_d \approx 0.072s$ resulta $P_T(t) = P_T(0) \cdot e^{0.04166 \cdot t}$
Luego de transcurridos 10 segundos, la potencia habrá aumentado en un factor de 1.52. Este incremento modesto posibilita controlar la población neutrónica mediante movimientos de barras de control (o sea, por los medios mecánicos tradicionales que se utilizan en todos los reactores de fisión).

La fracción de neutrones retardados establece un límite superior a las desviaciones del factor de multiplicación por encima de la unidad, que no debe ser superado porque en ese caso se perdería por completo el control del reactor. (Si este límite es superado la respuesta de la potencia debe describirse mediante la fórmula [6], cuyas consecuencias ya fueron vistas). Por debajo del límite impuesto a $k_{ef} - 1$, el tiempo de respuesta de la potencia es $\frac{\beta \cdot \tau_d}{k_{ef} - 1}$. El reactor será tanto más fácil de controlar para un mismo valor del factor de multiplicación efectivo, cuanto mayor sea $\beta \cdot \tau_d$.
Cuando la potencia evoluciona según una ley exponencial, el tiempo característico de la respuesta T se conoce como **período logarítmico** del reactor:

$$P_T(t) = P_T(0) \cdot \exp\left[\frac{t}{T}\right] \qquad [10]$$

Como veremos en el capítulo 11 sobre dinámica y control de reactores, la medición de este parámetro es muy importante durante el arranque del reactor.

El decaimiento de los productos de fisión de reacciones provocadas por neutrones rápidos, con energías mucho mayores que las térmicas, producen una fracción de neutrones retardados mucho menor que la producida en los reactores térmicos. Esto último, junto con el menor tiempo de vida entre el nacimiento y la desaparición de los neutrones rápidos en comparación con los térmicos, hace que los tiempos de respuesta de los reactores rápidos sean bastante menores que los tiempos de respuesta de los reactores térmicos en condiciones similares. No obstante, una dosificación apropiada de la composición de los elementos del combustible permite controlar el reactor rápido al igual que uno térmico: un reactor rápido no es una bomba atómica de fisión domesticada.

Una bomba atómica de fisión opera con neutrones rápidos porque durante su funcionamiento no hay tiempo para disminuir la energía de los neutrones hasta niveles térmicos.
La composición de los materiales que constituyen el explosivo nuclear es muy diferente al combustible de los reactores de potencia, tanto rápidos como térmicos.
Empleando explosivos químicos para juntar y comprimir dos mitades de composición y tamaños apropiados, hasta alcanzar valores de k entre 1.4 y 1.6, se obtiene una

explosión nuclear. **Los reactores, por como son diseñados y construidos, no pueden explotar como las bombas atómicas**.

7.2 Moderación de neutrones y fórmula de dos factores

Consideremos ahora una reacción de fisión en ${}^{235}_{92}U$ inducida por neutrones térmicos:

$$ {}^{235}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow A + B + \bar{\nu} \cdot {}^{1}_{0}n $$

El número promedio $\bar{\nu}$ de neutrones producidos por reacción de fisión es en este caso igual a 2.47. Son neutrones rápidos, la mayor parte de los cuales poseen energías próximas a los 2 MeV.

La moderación o enfriamiento de estos neutrones rápidos producidos en la fisión se produce por colisiones de los neutrones con núcleos del material moderador. Estas colisiones, en su mayor parte elásticas, producen una disminución de la energía cinética del neutrón hasta alcanzar el equilibrio térmico con los materiales del reactor.

Si los núcleos del moderador poseen un número de masa A, teniendo en cuenta que el número de masa del neutrón es 1, es posible demostrar que, luego de una colisión elástica con un núcleo del moderador, el cociente entre la energía del neutrón $E*$ luego de la colisión y la energía E antes de la colisión viene dado por la fórmula:

$$ \frac{E*}{E} = \frac{A^2 + 2 \cdot A \cdot \cos\theta + 1}{(A+1)^2} \qquad [1] $$

El ángulo entre la dirección del neutrón dispersado y la dirección del neutrón incidente es θ. Cuando $\theta = \pi = 180^{\circ}$, la fórmula [1] predice que $\frac{E*}{E} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$. Entonces si $A = 1$ resulta $E* = 0$: el neutrón, si es dispersado por un núcleo de número de masa 1, en la misma dirección, pero en sentido opuesto al de incidencia, entrega toda su energía cinética en esa única colisión. Esto por lo general no ocurre, pero si calculamos el valor promedio del cociente de energías del neutrón antes y después de una colisión, para todos los ángulos de dispersión posibles, obtenemos el siguiente resultado:

$$ x(A) = \left\langle \frac{E*}{E} \right\rangle = \frac{(A^2+1)}{(A+1)^2} = \frac{A^2+1}{A^2+2 \cdot A+1} \qquad [2] $$

Examinando la fórmula [2] se ve que es $x(A)$ una función estrictamente creciente del número de masa A de los núcleos del moderador. Toma su valor mínimo, igual a $\frac{1}{2}$, para $A = 1$ (este sería el caso de los núcleos de hidrógeno cuando se usa agua liviana como moderador), luego crece tomando el valor $\frac{5}{9}$ cuando $A = 2$ (para los núcleos de deuterio del agua pesada), $\frac{145}{169}$ cuando $A = 12$ (para los núcleos de carbono del grafito) y se aproxima a 1 para valores muy grandes del número de masa. En igualdad de las demás condiciones, se ve que cuanto menor es el número de masa de los núcleos del material moderador, menor va a ser el número de colisiones elásticas necesario para disminuir la energía cinética del neutrón a valores térmicos.

Consideremos ahora una sucesión aleatoria de n choques de un neutrón con los núcleos del moderador, comenzando por una energía E_0 y terminando con una energía E_n :

$$ E_0 \rightarrow E_1 \rightarrow E_2 \rightarrow .... \rightarrow E_i \rightarrow E_{i+1} \rightarrow .... \rightarrow E_n $$

En este caso nos interesa el cociente $\frac{E_0}{E_n}$, que se puede expresar como producto de los cocientes de las energías antes y después de cada colisión: $\frac{E_0}{E_n} = \frac{E_0}{E_1} \times \frac{E_1}{E_2} \times \ldots \times \frac{E_{n-1}}{E_n}$

Para un análisis estadístico conviene tomar logaritmos:

$$\ln\left(\frac{E_0}{E_n}\right) = \sum_{j=1}^{n} \ln\left(\frac{E_j}{E_{j-1}}\right) \qquad [3]$$

Si $\xi = \left\langle \ln\left(\frac{E_j}{E_{j-1}}\right)\right\rangle$ es el valor promedio del cociente de energías del neutrón en una colisión, tomando promedios en la ecuación [3] resulta que: $\left\langle \ln\left(\frac{E_0}{E_n}\right)\right\rangle = n \cdot \xi$

Entonces el número de colisiones promedio necesario para enfriar un neutrón desde su energía inicial E_f (2 MeV) hasta una energía térmica final E_{ter} (0.025 eV) se puede estimar por medio de la fórmula:

$$q = \frac{\ln\left(\frac{E_f}{E_{ter}}\right)}{\xi} \qquad [4]$$

Un cálculo del **poder de moderación promedio en una colisión** ξ arroja el resultado siguiente:

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2 \cdot A} \cdot \ln\left(\frac{A+1}{A-1}\right) \qquad [5]$$

Entonces, para el hidrógeno del agua liviana, tenemos los valores que lo caracterizan como moderador: $x = 0.5 \quad \xi = 1 \quad q = 18$

Para el deuterio del agua pesada: $x = 0.56 \quad \xi = 0.725 \quad q = 25$

Para el carbono-12 del grafito o del CO_2: $x = 0.86 \quad \xi = 0.158 \quad q = 115$

Así parece que el mejor moderador es el hidrógeno, después el deuterio y por último el carbono.

Pero resulta que no toda colisión con un núcleo de moderador desemboca en una dispersión: en toda colisión puede haber una captura del neutrón.

Un núcleo de hidrógeno del agua liviana puede capturar un neutrón y formar un núcleo de deuterio y un fotón gamma: ${}^{1}_{0}n + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{2}_{1}H + \gamma$

Un núcleo de deuterio del agua pesada puede capturar un neutrón produciendo un núcleo de tritio y un fotón gamma: ${}^{1}_{0}n + {}^{2}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{1}H + \gamma$

Un núcleo de carbono ${}^{12}_{6}C$ puede capturar un neutrón: ${}^{1}_{0}n + {}^{12}_{6}C \rightarrow {}^{13}_{6}C + \gamma$

La probabilidad p_a de absorción de un neutrón por un núcleo del moderador se puede calcular a partir de las secciones eficaces microscópicas de dispersión σ_d y de absorción σ_a, expresadas en barns: $p_a = \frac{\sigma_a}{\sigma_a + \sigma_d}$

Para los núcleos de hidrógeno: $\sigma_d \approx 44.8 \quad \sigma_a \approx 0.664 \quad p_a \approx 1.5 \times 10^{-2}$

Para los núcleos de deuterio: $\sigma_d \approx 10.4 \quad \sigma_a \approx 0.001 \quad p_a \approx 9.6 \times 10^{-5}$

Para los núcleos de carbono: $\sigma_d \approx 4.7 \quad \sigma_a \approx 0.0045 \quad p_a \approx 9.6 \times 10^{-4}$

La probabilidad de que el neutrón sufra q colisiones elásticas pudiendo llegar a los niveles de energía térmicos sin ser capturado es: $\delta = (1 - p_a)^q$ [6]

Para los tres moderadores que estamos considerando se obtiene (H hidrógeno, D deuterio, C carbono):

$$\delta_H = (1 - 0.015)^{18} = 0.76 \qquad \delta_D = (1 - 0.000096)^{25} = 0.998$$

$$\delta_C = (1 - 0.00094)^{115} = 0.895$$

Según estos resultados el agua pesada resultaría el mejor moderador, seguida del grafito y del agua liviana, porque la probabilidad de que un neutrón alcance el equilibrio térmico sin ser capturado por el moderador es mayor para el deuterio que para el carbono, y mayor para el carbono que para el hidrógeno. Como las probabilidades se manifiestan a través de frecuencias relativas, dada una población numerosa de neutrones rápidos, una mayor proporción de esos neutrones llega a energías térmicas usando agua pesada como moderador, una fracción algo menor cuando se utiliza grafito y una fracción bastante menor cuando el moderador es agua liviana.

Una vez que un neutrón se enfrió hasta encontrarse en equilibrio térmico con el medio, puede ser absorbido por el combustible. Supongamos que es absorbido. En ese caso puede ser absorbido por un núcleo de ${}^{235}_{92}U$ o por un núcleo de ${}^{238}_{92}U$. Si es absorbido por un núcleo de ${}^{238}_{92}U$, se origina una captura radiante, se emite un fotón gamma y no se produce fisión, porque como se ve en la Fig.1, un neutrón térmico no posee energía suficiente para fisionar ${}^{238}_{92}U$.

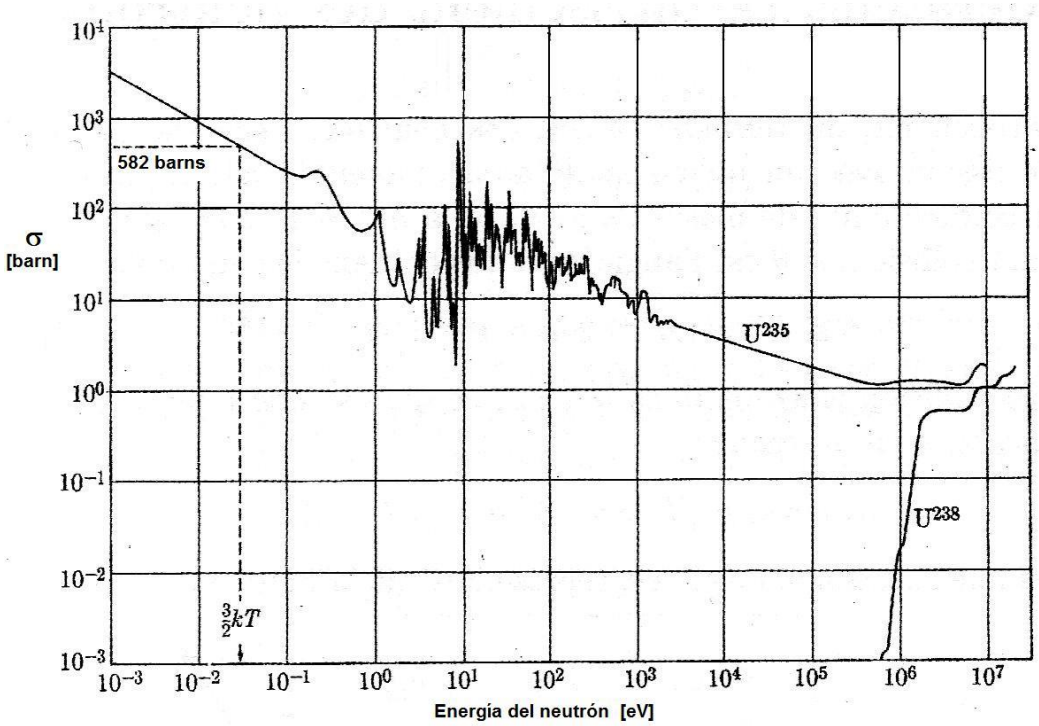

Figura 7.1: Secciones eficaces microscópicas de fisión, inducida por la captura de un neutrón por núcleos de uranio

Si el neutrón es absorbido por un núcleo de ${}^{235}_{92}U$ pueden ocurrir dos cosas: o bien se produce una captura radiante con emisión de un fotón gamma, o bien se produce una

reacción de fisión como la planteada al comienzo de esta sección. Para estimar la probabilidad f de este último suceso, supongamos que en el combustible hay N_5 núcleos de $^{235}_{92}U$ por unidad de volumen, con secciones eficaces microscópicas de fisión $\sigma_{f,5}$ y de captura radiante $\sigma_{c,5}$, así como N_8 núcleos de $^{238}_{92}U$ por unidad de volumen, que poseen una sección eficaz de captura radiante $\sigma_{c,8}$.

En este caso:
$$f = \frac{N_5 \cdot \sigma_{f,5}}{N_5 \cdot \sigma_{f,5} + N_5 \cdot \sigma_{c,5} + N_8 \cdot \sigma_{c,8}} \qquad [7]$$

Se denomina **factor de utilización térmica** del combustible del reactor.

Así, por cada neutrón que es absorbido en un núcleo de $^{235}_{92}U$, se producen en promedio $\bar{\nu}$ neutrones rápidos. Suponiendo que el reactor se puede considerar infinito (no hay fuga de neutrones) en promedio $\bar{\nu} \cdot \delta$ llegan a térmicos, y de estos, en promedio $\bar{\nu} \cdot \delta \cdot f$ son absorbidos por un núcleo de $^{235}_{92}U$, lo fisionan y el ciclo vuelve a empezar.

Por tanto, el factor de multiplicación para un medio infinito puede ser estimado mediante la **fórmula de los dos factores**:
$$k_\infty = \eta \cdot \delta \qquad [8]$$

Por definición, $\eta = \bar{\nu} \cdot f$ y se puede interpretar como el número promedio de neutrones de fisión que se produce por cada neutrón térmico que es absorbido en el combustible.

Para neutrones térmicos podemos tomar, en barns: $\sigma_{f,5} \approx 582$ $\sigma_{c,5} \approx 108$ $\sigma_{c,8} \approx 2.7$

Para uranio natural, con $\frac{N_5}{N_8} \cong 7 \times 10^{-3}$, resulta $\eta = 1.33$. Si se utilizara agua liviana como moderador, $k_\infty \approx 0.99$ (como es inferior a 1 no se alcanzaría la criticidad ni siquiera en un reactor infinito). Si se utilizara agua pesada (la elección realizada en el programa nuclear alemán a comienzos de 1940 y poco después en el programa nuclear canadiense), $k_\infty \approx 1.3$ Si se utilizara grafito, $k_\infty \approx 1.16$ (la elección realizada en el programa nuclear norteamericano en ese mismo año).

Para uranio enriquecido, con $\frac{N_5}{N_8} \cong 2.5 \times 10^{-2}$, resulta $\eta = 1.8$. Si se utiliza agua liviana, ahora $k_\infty \approx 1.37$

Como es bastante superior a 1, ya resulta factible. De hecho, la mayoría de los reactores de potencia actuales utilizan esta solución: agua liviana como moderador y uranio enriquecido como combustible.

Si se utiliza agua pesada, $k_\infty \approx 1.8$ Si se usa grafito, $k_\infty \approx 1.6$ (este valor aún mayor que el correspondiente al agua liviana permitió desarrollar los reactores refrigerados a gas, moderados con grafito y con combustible de uranio enriquecido).

Si se plantea lograr una cadena de fisiones en base a neutrones rápidos, la Fig.1 muestra que la sección eficaz de fisión del $^{235}_{92}U$ disminuye a valores del orden del barn (1.27 a 2MeV) un poco mayores que las secciones eficaces de fisión para los núcleos de $^{238}_{92}U$ una vez superado el umbral de energía para los neutrones.

Con neutrones térmicos $\eta = 0$ para $^{238}_{92}U$. Cabría preguntarse si se puede lograr una cadena de fisiones auto-mantenida con este núcleo, lo cual sería de lo más conveniente, vista su abundancia. Lamentablemente, para $^{238}_{92}U$ puro y neutrones rápidos $\eta \approx 0.52$, así que no es posible utilizarlo para estos fines.

El $^{239}_{94}Pu$ es el tipo de núcleo que presenta el valor de η más alto con neutrones rápidos, a saber 2.74 para plutonio puro, (siendo $\bar{\nu} \approx 2.88$ $\sigma_f \approx 2$ y $\sigma_c \approx 0.10$ con neutrones de 2 MeV), mientras que el plutonio puro con neutrones térmicos presenta 2.08 como valor de η (siendo ahora $\bar{\nu} \approx 2.91$ $\sigma_f \approx 750$ y $\sigma_c \approx 300$). Con fines de comparación, podemos decir que el $^{235}_{92}U$ puro presenta un η de 2.29 con neutrones térmicos y de 2.28 con neutrones rápidos, (siendo $\bar{\nu} \approx 2.46$ $\sigma_f \approx 1.27$ $\sigma_c \approx 0.10$).

Finalmente, retornando a la Fig.1, resultan muy interesantes los picos de resonancia que se pueden observar para energías del neutrón comprendidas entre 1 eV y 1000 eV (resonancias epitérmicas del $^{235}_{92}U$).

7.3 La fórmula de los seis factores

Es posible deducir una expresión bastante simple para el factor de multiplicación efectivo (teniendo en cuenta la fuga de neutrones desde el núcleo del reactor) que conecta una generación de neutrones térmicos con la generación siguiente, la cual resulta de la primera luego de que ésta es absorbida.

Una fracción f de esta generación inicial de neutrones térmicos (factor de utilización térmica, fórmula [7] de la sección precedente) es absorbida en el combustible y produce en promedio $\eta = \bar{\nu} \cdot f$ neutrones por fisión.

Esos neutrones nacen rápidos y les puede ocurrir tres cosas: fugarse del núcleo del reactor para no regresar (con probabilidad $1 - p_R$), pueden ser absorbidos por un núcleo y producir una fisión denominada “rápida”, lo cual incrementa en un factor ε próximo a 1 el número de neutrones rápidos, o comenzar el proceso de aproximación al equilibrio térmico interactuando con el moderador.

Si toman esta tercera alternativa, pueden ser capturados por núcleos de uranio-238, cuyas secciones eficaces de absorción presentan unas resonancias muy significativas un poco por encima de las energías térmicas, con probabilidad $1 - p_c$, sin producir fisión, pueden ser absorbidos por el moderador (la probabilidad de que esto no ocurra fue calculada en la sección 7.2, fórmula [6] y representada por δ **)** , pueden fugarse desde el núcleo del reactor para no regresar (con probabilidad $1 - p_T$), o bien una vez en equilibrio térmico, pueden ser absorbidos por los materiales del núcleo del reactor, re-iniciando así un nuevo ciclo.

De acuerdo con lo expresado anteriormente, el **factor de multiplicación efectivo** se puede calcular mediante la siguiente **fórmula de los seis factores**:

$$k_{ef} = (\eta.\varepsilon.p_c.\delta).p_R.p_T \qquad [1]$$

Los dos últimos factores dependen fundamentalmente de las dimensiones y la geometría del reactor, y valen 1 si el reactor es infinito. En forma aproximada se puede poner

$$p_R.p_T = \frac{1}{1 + B_g{}^2.M^2} \qquad [2]$$

En esta fórmula $B_g{}^2$ es el recíproco del cuadrado de una longitud característica del núcleo del reactor. En primera aproximación podría estimarse mediante el laplaciano geométrico correspondiente al modo fundamental de la solución estacionaria de la cinética neutrónica, que se introduce en la sección 8.4.

El otro parámetro $M^2 = L^2 + \tau$ es la suma del promedio del cuadrado de la distancia que los neutrones, en equilibrio térmico con los materiales, recorren difundiendo a

través del núcleo, L^2, con la denominada "edad de Fermi" τ, que es el promedio del cuadrado de la distancia que los neutrones recorren en el núcleo mientras sufren las colisiones con el moderador y se dirigen hacia energías térmicas.
Los primeros cuatro factores definen $k_\infty = \eta.\varepsilon.p_c.\delta$, el factor de multiplicación de un medio infinito. La expresión simplificada que obtuvimos en la sección 7.2 (fórmula [8]) solamente involucra dos de estos factores: η y δ.

7.4 Cinética con neutrones retardados

Si se tienen en cuenta los neutrones retardados, la velocidad de variación en el número de neutrones promedio por unidad de volumen n en el núcleo del reactor se puede descomponer en la suma de dos términos. Uno de esos términos expresa la producción de neutrones instantáneos. El otro expresa la producción de neutrones retardados por el decaimiento radioactivo de sus precursores.

$$\frac{dn}{dt} = \left(\frac{dn}{dt}\right)_{inst} + \left(\frac{dn}{dt}\right)_{ret} = \frac{\left(k_{ef} - 1 - \beta\right)}{\tau_i} \cdot n + \lambda_d \cdot c_d \qquad [1]$$

En la ecuación [1] supusimos, nada más que para simplificar las cosas, un solo precursor que decae. En la práctica, para cálculos precisos se utilizan 6 grupos de precursores de neutrones retardados.
Supondremos además que la velocidad de variación en la concentración promedio c_d de ese grupo de precursores se puede descomponer a su vez en un término fuente proporcional a n y un término de desaparición por decaimiento radioactivo cuya constante es λ_d:

$$\frac{dc_d}{dt} = \frac{\beta}{\tau_i} \cdot n - \lambda_d \cdot c_d \qquad [2]$$

Igual que en la sección 7.1, k_{ef} es el factor de multiplicación efectivo del reactor, β es la fracción de neutrones retardados y τ_i es el tiempo promedio entre generaciones, es decir, el intervalo de tiempo que, en promedio, separa el nacimiento de un neutrón instantáneo en una reacción de fisión y su desaparición cuando él mismo provoca una nueva fisión.
Es conveniente introducir un nuevo parámetro, la **reactividad** del reactor, definida en la sección 6.3 (ecuación 6.3 [1]) así:

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} \qquad [3]$$

Este parámetro, que volveremos a encontrar una y otra vez en el resto de nuestro estudio, puede aproximarse por: $\rho = k_{ef} - 1$ puesto que en los reactores nucleares el factor de multiplicación efectivo difiere de la unidad a lo sumo en algunas centésimas.
Entonces la ecuación [1] se puede reescribir así:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\left(\rho - \beta\right)}{\tau_i} \cdot n + \lambda_d \cdot c_d \qquad [4]$$

Esta es la forma que emplearemos de aquí en adelante.

Un análisis de las soluciones del sistema de ecuaciones diferenciales [2] y [4] muestra que si la reactividad ρ es mayor que β, entonces la respuesta temporal del sistema se

produce extremadamente rápido, en una escala vinculada a τ_i (de décimas de segundo o menos), en forma de disparo explosivo. Se dice que el reactor está en un estado supercrítico respecto de los neutrones instantáneos y así no es controlable.

Si ρ es menor que β pero mayor que 0, aparecen dos escalas de tiempo bien separadas, una escala rápida vinculada con τ_i y una escala lenta vinculada con la escala de tiempo en la que decaen los precursores de neutrones retardados $\tau_d \approx \frac{1}{\lambda_d}$ (de 10 segundos o más). Si la reactividad se aproxima por debajo a la fracción de neutrones retardados y luego la supera, entonces la escala de tiempo más lenta disminuye hasta confundirse con la más rápida. Pero si la reactividad se mantiene por debajo de la mitad de la fracción de neutrones retardados las dos escalas se mantienen bien separadas.
Para un estado inicial arbitrario de las poblaciones de neutrones n y de precursores c_d, en general el sistema responde primero en la escala rápida en la cual el número de neutrones evoluciona rápido en comparación con la evolución de los precursores, hasta que, aproximadamente,

$$n \approx \frac{\lambda_d \cdot \tau_i}{\beta - \rho} \cdot c_d \qquad [5]$$

Es decir, el estado (n, c_d) del sistema se relaja hasta las proximidades del equilibrio correspondiente a la ecuación [4], pero no a las proximidades del equilibrio correspondiente a la ecuación [2]. Dicho de otro modo, la población neutrónica se ajusta rápidamente a la población de precursores de acuerdo con la relación [5], en una escala determinada por τ_i, y luego ambas poblaciones evolucionan ajustadas y más lentamente en una escala del orden de τ_d.
Durante esta segunda etapa de evolución de la población de neutrones en el reactor:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\frac{d\rho}{dt} + \lambda_d \cdot \rho}{\beta - \rho} \cdot n \qquad [6]$$

Puesto que la potencia térmica del reactor es proporcional a la población de neutrones libres, se tiene una fórmula igual para la evolución de la potencia:

$$\frac{dP_T}{dt} = \frac{\frac{d\rho}{dt} + \lambda_d \cdot \rho}{\beta - \rho} \cdot P_T \qquad [7]$$

Si la reactividad es positiva, la población de neutrones y la potencia aumentan exponencialmente también en este caso, pero en forma muy lenta respecto del disparo explosivo que se observa asociado a la supercriticidad con neutrones instantáneos. Se dice que ahora el reactor está en estado subcrítico respecto de los neutrones instantáneos, pero en estado supercrítico cuando se tienen en cuenta los neutrones retardados.
Si la reactividad es negativa y se mantiene así, la población de neutrones y la potencia disminuyen exponencialmente hasta que el reactor se apaga.

La aproximación que consiste en sustituir la ecuación [4] por la [5], manteniendo la ecuación [2] incambiada, se denomina "aproximación de salto instantáneo" (**prompt-jump approximation**) en ingeniería de reactores nucleares[28].
Para justificar y poder aplicar esta aproximación es suficiente que la reactividad se mantenga por debajo de 0.5β.

[28] Esta aproximación no es otra cosa que lo que en la teoría de perturbaciones singulares aplicada a ecuaciones diferenciales, se conoce como aproximación externa o "aproximación de tiempo lento". La etapa previa, en la cual la población de neutrones se relaja a las proximidades del equilibrio con la concentración de precursores (ecuación [5]), se puede analizar mediante otro tipo de aproximación, conocida como aproximación interna o "aproximación de tiempo rápido". Este último tipo aproximación se conoce en mecánica de fluidos, aplicada a un campo de velocidades que viene dado en función de una coordenada espacial, como "aproximación de capa límite hidrodinámica".

8 Neutrónica. II: Modelos

"El arte es la mentira que nos ayuda a ver la verdad, dijo Picasso, y lo mismo se puede decir de los modelos…un buen modelo matemático-aunque distorsionado y por ende equivocado, como cualquier representación simplificada de la realidad-revelará algunos componentes esenciales de un fenómeno complejo. El proceso de modelado nos concentra en separar lo esencial de lo no esencial. Desprovisto de detalles secundarios, un buen modelo puede permitir un análisis más profundo de interacciones que en otras circunstancias quedarían oscurecidas"
(Lee Segel, "Modeling dynamic phenomena in molecular and cell biology", Cambridge University Press, Cambridge, 1989)

Una vez estudiados algunos de los conceptos fundamentales sobre los reactores nucleares en el capítulo 6 y los fundamentos de la neutrónica en el capítulo 7, podemos intentar el análisis de algunas de las interrelaciones que determinan el balance neutrónico en un reactor, recurriendo a dos modelos, sencillos y distorsionados, pero según se verá, bastante útiles.
El primer modelo no discrimina las variaciones espaciales en la población de neutrones: es un modelo del tipo conocido como "modelo a parámetros concentrados". Para estimar la corriente de neutrones que se fuga del núcleo del reactor en este modelo utilizamos un método heurístico aplicado con éxito en el abordaje preliminar de algunos problemas de biofísica matemática.
El segundo modelo, del tipo conocido como "modelo a parámetros distribuidos" discrimina las variaciones espaciales del flujo neutrónico y puede, desde este punto de vista, considerarse como una generalización del primer modelo. (Esta parte del texto requiere un poco más de conocimientos de matemática, pero se puede proseguir a partir de los resultados obtenidos).
Finalmente discutimos las limitaciones de los modelos estudiados y presentamos algunas correcciones. Esto conduce a modelos más realistas, ciertamente mucho más complejos, pero que nos acercan más a cómo se hacen las cosas en ingeniería nuclear.

8.1 Modelo simplificado de la evolución de la población de neutrones en un reactor nuclear

Las velocidades con la que los neutrones son producidos o son absorbidos son ambas proporcionales al volumen V de la región ocupada por el núcleo del reactor, mientras que la velocidad con la que los neutrones se escapan es proporcional al área S de la superficie de la región ocupada por el núcleo del reactor. Así, si n es el número promedio de neutrones por unidad de volumen, la velocidad con la que varía la población neutrónica es $\mathrm{V}.\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}}$
Representaremos mediante $R_f(\phi)$ el número promedio de reacciones de fisión por unidad de volumen, por $\bar{\nu}$ el número promedio de neutrones producidos en una reacción de fisión, (siendo entonces $\bar{\nu} \cdot R_f(\phi)$ la velocidad con la que los neutrones son producidos por unidad de volumen), por $R_a(\phi)$ la velocidad con la que son absorbidos, y por $K(\phi).S$ la velocidad con la que se escapan de la región ocupada por el núcleo del reactor. Aquí, como siempre, ϕ representa el flujo neutrónico promedio en el núcleo del reactor. En este caso suponemos que $\phi = n \cdot u$, siendo u el módulo de una velocidad representativa (modelo con un solo grupo de neutrones). El flujo así definido es no negativo siempre.

Entonces:

$$V\frac{dn}{dt} = V \cdot \bar{\nu} \cdot R_f(\phi) - V \cdot R_a(\phi) - K(\phi) \cdot S \quad \text{, o sea}$$

$$\frac{dn}{dt} = (\bar{\nu} \cdot R_f(\phi) - R_a(\phi) - K(\phi) \cdot \frac{S}{V}) \qquad [1]$$

Los términos $R_f(\phi)$ y $R_a(\phi)$ son siempre positivos cuando el flujo no se anula.
La función $K(\phi)$, positiva cuando el flujo neutrónico no se anula, depende de la geometría del núcleo del reactor y de la facilidad con la que los neutrones difunden a través de los distintos materiales que componen el núcleo.
El cociente $\frac{S}{V}$ tiende a cero a medida que aumentan todas las dimensiones del núcleo del reactor. Por ejemplo, si éste es una esfera de radio R, entonces $\frac{S}{V} = \frac{4 \cdot \pi \cdot R^2}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3} = \frac{3}{R}$ tiende a cero a medida que el radio crece sin límite.
Si el núcleo es un cilindro de radio R y altura H, resulta:

$$\frac{S}{V} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R^2 + 2 \cdot \pi \cdot R \cdot H}{\pi \cdot R^2 \cdot H} = 2 \cdot \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{H} \right)$$

En este caso último caso, tanto el radio como la altura del cilindro deben crecer sin límite para que el cociente entre la superficie y el volumen tienda a cero.

Debido a razones que se considerarán más adelante en este capítulo (sección 8.5), en lugar de las dimensiones geométricas propiamente dichas, para los cálculos de criticidad y de cinética de poblaciones neutrónicas en el núcleo de los reactores se deben utilizar las así llamadas **distancias extrapoladas**. Si las formas geométricas de los núcleos son esferas o cilindros se debe trabajar con el radio y la altura extrapoladas, un poco mayores que los valores geométricos. Esta corrección es importante cuando el núcleo es muy compacto, como es el caso de un reactor rápido de forma esférica y combustible formado por plutonio metálico, que estudiaremos en la sección 8.3.

Empecemos considerando el caso hipotético de un reactor tan grande que las fugas de neutrones se pueden despreciar. En ese caso la ecuación [1] se reduce a:

$$\frac{dn}{dt} = (\bar{\nu} \cdot R_f(\phi) - R_a(\phi)) = (k_\infty - 1) \cdot R_a(\phi)$$

Por definición:

$$k_\infty = \frac{\bar{\nu} \cdot R_f(\phi)}{R_a(\phi)} \qquad [2]$$

Es el factor de multiplicación de un medio infinito. Si k_∞ es mayor que uno, la velocidad de variación de la densidad neutrónica promedio es positiva y la población neutrónica aumenta. Si k_∞ es menor que uno, la población neutrónica disminuye. Si es igual a uno, la población neutrónica se mantiene constante, en un estado estacionario en el que el número de neutrones producidos por fisión es igual al número de neutrones

absorbidos en los materiales del reactor (incluyendo las absorciones conducentes a nuevas fisiones).

Si las fugas no pueden despreciarse, se tiene:

$$\frac{dn}{dt} = (\nu \cdot R_f(\phi) - R_a(\phi) - K(\phi) \cdot \frac{S}{V}) = (k_{ef} - 1) \cdot \left(R_a(\phi) + K(\phi) \cdot \frac{S}{V} \right) \qquad [3]$$

También por definición: $$k_{ef} = \frac{\nu \cdot R_f(\phi)}{R_a(\phi) + K(\phi) \cdot \frac{S}{V}} = \frac{k_\infty}{1 + \frac{K(\phi) \cdot S}{R_a(\phi) \cdot V}} \qquad [4]$$

Es el denominado **factor de multiplicación efectivo del reactor.**

Esta ecuación puede reescribirse así: $$k_{ef} = k_\infty \cdot \Pr_{no-fuga} \qquad [5]$$

$$\Pr_{no-fuga} = \frac{1}{1 + \frac{K(\phi) \cdot S}{R_a(\phi) \cdot V}} = \frac{R_a(\phi) \cdot V}{R_a(\phi) \cdot V + K(\phi) \cdot S} \qquad [6]$$

Es la probabilidad de que un neutrón generado en el interior del sistema sea absorbido en vez de fugarse del reactor. Esta probabilidad de no fuga, o en forma equivalente, probabilidad de absorción, se obtiene suponiendo que el neutrón, o bien es absorbido en el reactor, o bien se fuga del mismo. No se contempla la posibilidad de que se desintegre antes de fugarse o de ser absorbido.

Cuando las dimensiones del reactor aumentan de forma tal que el cociente $\frac{S}{V}$ tiende a cero, $\Pr_{no-fuga}$ crece aproximándose a 1, y entonces k_{ef} crece aproximándose a k_∞.

De acuerdo con lo estudiado sobre la interacción de los neutrones con la materia en la sección 4.1, sabemos que las funciones $R_f(\phi)$, $R_a(\phi)$ son proporcionales al flujo neutrónico, siendo Σ_f y Σ_a las secciones eficaces macroscópicas (promedio) de fisión y absorción de neutrones, respectivamente:

$$R_f(\phi) = \Sigma_f \cdot \phi \qquad [7a] \qquad\qquad R_a(\phi) = \Sigma_a \cdot \phi \qquad [7b]$$

Teniendo en cuenta la expresión de las velocidades de fisión y absorción en términos de las secciones eficaces macroscópicas, el factor de multiplicación para un reactor en el cual se pueden despreciar las fugas de neutrones viene dado por:

$$k_\infty = \frac{\nu \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a} \qquad [8]$$

Si $\nu \cdot \Sigma_f = \Sigma_a$ el reactor está en estado crítico: la población de neutrones permanece constante. Si $\nu \cdot \Sigma_f < \Sigma_a$ estará en estado subcrítico y de continuar así se apagará. Si $\nu \cdot \Sigma_f > \Sigma_a$ estará en estado supercrítico, y de continuar así indefinidamente, se destruirá. Para que el reactor pueda funcionar es necesario ser capaz de modificar su estado, para mantener, aumentar o disminuir la producción de calor.

Como $\nu \cdot \Sigma_f$ está asociada a los núcleos físiles del combustible, no puede ser modificada por el operador del reactor (excepto extrayendo combustible quemado y sustituyéndolo por combustible fresco).

En cambio, el parámetro Σ_a, que está asociado con la totalidad de los procesos de absorción de neutrones, puede ser controlado (en forma continua y permanente) por el operador, introduciendo o retirando del núcleo del reactor un material absorbente de

neutrones (barras de control). Supongamos que representamos mediante x una **variable de control** que mide del grado de penetración de las barras de control dentro del núcleo del reactor, correspondiendo $x = 0$ a la situación en la que se encuentra completamente afuera y $x = x_0$ aquella en la que se encuentra completamente adentro. Lo que ocurra con la población neutrónica va a depender del parámetro $\nu \cdot \Sigma_f - \Sigma_a(x)$ (o su equivalente, $k_\infty(x) = \dfrac{\nu \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a(x)}$).

Para que el reactor pueda operar y sea controlable $\nu \cdot \Sigma_f - \Sigma_a(0)$ debe ser positivo, mientras que $\nu \cdot \Sigma_f - \Sigma_a(x_0)$ debe ser negativo. Entonces, para un valor $x = x_c$ intermedio de la variable de control x se verificará $\nu \cdot \Sigma_f - \Sigma_a(x_c) = 0$ y el reactor se encontrará en estado crítico.

Por lo general durante la vida útil del combustible del reactor el parámetro Σ_f disminuye a medida que se consumen los elementos físiles del combustible, mientras que el parámetro $\Sigma_a(0)$ aumenta debido a que los productos de las reacciones de fisión y los elementos producidos durante las transmutaciones de los elementos absorbentes de neutrones aumentan la capacidad de absorción de neutrones no conducente a fisiones. Entonces, al comienzo de la operación del reactor Σ_f debe ser lo suficientemente grande respecto de $\Sigma_a(0)$ como para compensar las variaciones opuestas en Σ_f y $\Sigma_a(0)$ que se producen durante el quemado del combustible, de modo tal que $\nu \cdot \Sigma_f - \Sigma_a(0)$ se mantenga positivo y lo suficientemente grande durante la totalidad del tiempo de uso previsto para el combustible.

Se dice que al inicio debe existir una **reserva de reactividad** lo bastante grande como para poder variar la potencia del reactor aún después de que se han alterado desfavorablemente las propiedades del combustible. El valor de x_c disminuye como consecuencia de estas alteraciones.

Si el reactor no puede considerarse infinito, la ecuación para el factor de multiplicación efectivo se puede escribir como ya vimos $k_{ef}(x) = k_\infty(x) \cdot \mathrm{Pr}_{no-fuga}(x)$, habiendo introducido en forma explícita la dependencia de la variable de control.

El factor de no fuga (ecuación [6]) puede ponerse de esta forma:

$$\mathrm{Pr}_{no-fuga} = \frac{1}{1 + \dfrac{K(\phi; x) \cdot S}{\Sigma_a(x) \cdot \phi \cdot V}} \qquad [9]$$

La función $K(\phi; x)$ que expresa el número promedio de neutrones que en la unidad de tiempo atraviesan la superficie del reactor, por unidad de área, resulta ser proporcional al flujo neutrónico promedio ϕ en el reactor. Entonces $\dfrac{K(\phi; x)}{\phi}$ es independiente del flujo, en este orden de aproximación, pero depende de la variable de control x.

Para un valor de $k_\infty(0) = \dfrac{\nu \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a(0)}$ dado y mayor que la unidad, si $\dfrac{S}{V}$ es lo bastante grande, $\mathrm{Pr}_{no-fuga}$ entonces resulta lo bastante pequeña como para que $k_{ef} = k_\infty \cdot \mathrm{Pr}_{no-fuga}$ sea menor que la unidad. En este caso el reactor se apaga siempre, aunque las barras de control se encuentren completamente extraídas del núcleo del reactor.

De hecho $\frac{S}{V}$ debe ser mayor que un valor crítico $\left(\frac{S}{V}\right)_{cr}$ que se obtiene introduciendo las barras de control en una cuantía x_{cr} tal que $\left(\frac{\mathrm{S}}{\mathrm{V}}\right)_{cr} = \frac{(k_\infty(x_{cr})-1)}{\left(\frac{K(\phi;x_{cr})}{\phi}\right)}$ y que corresponde a $k_{ef}(x_{cr}) = k_\infty(x_{cr})\cdot \mathrm{Pr}_{no-fuga}(x_{cr}) = 1$.

En general, introduciendo un factor de proporcionalidad γ, una longitud característica d adecuados, así como un coeficiente de difusión de neutrones en los materiales del núcleo del reactor D, resulta que:

$$\frac{\mathrm{K}(\phi)}{\phi}\cdot\frac{\mathrm{S}}{\mathrm{V}} = \gamma\cdot\frac{D}{d^2} \qquad [10]$$

(Si el núcleo del reactor es una esfera de radio R, entonces $d = R$ y $\gamma = \pi^2$. Si es un cilindro de radio R y altura H, resulta que para $\gamma = \pi^2$, entre esas dimensiones y la longitud característica se verifica la relación $\frac{1}{d^2} \cong \frac{1}{H^2} + \frac{0.586}{R^2}$. Debe tenerse en cuenta que como $\frac{\gamma}{d^2}$ permanece invariante si γ se sustituye por $K\cdot\gamma$ y d se reemplaza por $\sqrt{K}\cdot d$ para K positivo y arbitrario, puede haber cierta ambigüedad en la definición de estos parámetros en el caso del núcleo cilíndrico. No ocurre lo mismo en el caso de la esfera, en el cual el radio es un parámetro natural).

Tanto el parámetro sin dimensiones γ como la distancia d se pueden obtener en forma exacta, como se verá más adelante, a partir de un modelo matemático que reduce el problema de las dimensiones críticas del núcleo del reactor a un problema de auto-valores y auto-funciones en términos de ecuaciones a derivadas parciales. Pero también se pueden estimar directamente, en forma aproximada, aplicando un método clásico desarrollado en biofísica para simplificar el modelado matemático de los procesos de transporte. (Ver la próxima sección).

Teniendo en cuenta la ecuación [9] y la relación $\phi = n\cdot u$ entre el flujo neutrónico y la densidad de neutrones, la ecuación de balance neutrónico puede re-escribirse así:

$$\frac{1}{u\cdot\Sigma_a(x)}\cdot\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \left(\mathrm{k}_{ef}(x)-1\right)\cdot\left(1+\gamma\cdot\frac{D}{\Sigma_a(x)\cdot d^2}\right)\cdot n \qquad [11]$$

Como $\Sigma_a(x)$ posee una dimensión de $(longitud)^{-1}$ y D posee una dimensión de $longitud$, introducimos una **escala espacial** $M(x)$ definida así:

$$M(x) = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a(x)}} \qquad [12]$$

Entonces la ecuación de balance neutrónico queda:

$$\frac{1}{u\cdot\Sigma_a(x)}\cdot\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \left(\mathrm{k}_{ef}(x)-1\right)\cdot\left(1+\gamma\cdot\frac{M^2(x)}{d^2}\right)\cdot n$$

Puesto que u es una velocidad y $\Sigma_a(x)$ posee una dimensión de $(longitud)^{-1}$, podemos definir:

(a) una **escala de tiempo** correspondiente a un reactor sin fugas neutrónicas**:**

$$l_\infty(x) = \frac{1}{u \cdot \Sigma_a(x)} \qquad [13a]$$

(b) una **escala de tiempo** correspondiente a un reactor con fugas:

$$l(x) = \frac{l_\infty(x)}{1 + \gamma \cdot \frac{M^2(x)}{d^2}} \qquad [13b]$$

Teniendo esto en cuenta la ecuación de balance se puede llevar a la siguiente forma simple:

$$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \frac{(\mathrm{k}_{ef}(x) - 1)}{l(x)} \cdot n \qquad [14]$$

En esta ecuación el factor de multiplicación efectivo es:

$$k_{ef}(x) = \frac{k_\infty(x)}{1 + \gamma \cdot \frac{M^2(x)}{d^2}} \qquad [15]$$

Supongamos que $k_\infty(x)$ es mayor que uno y que $d/M(x)$ es lo bastante grande como para que $k_{ef}(x)$ resulte mayor que uno. En esas condiciones la población neutrónica tenderá a aumentar en forma exponencial:

$$n(t) = n(0) \cdot \exp\left[\frac{(\mathrm{k}_{ef}(x) - 1)}{l(x)} \cdot t\right] \qquad [16]$$

A medida que $d/M(x)$ decrece, $k_{ef}(x)$ disminuye, hasta que para un valor crítico $d_{cr}(x) = \sqrt{\frac{\gamma}{k_\infty(x) - 1}} \cdot M(x)$ el factor de multiplicación efectivo se hace igual a uno y se alcanza el estado crítico. Si $d/M(x)$ continúa disminuyendo, $k_{ef}(x)$ se hace menor que uno y la reacción en cadena no puede sustentarse. Como consecuencia, para poder sustentar reacciones de fisión en cadena, las dimensiones del reactor deben superar un valor umbral que en este caso viene dado por el parámetro d_{cr}. Dada una geometría del núcleo del reactor (cilíndrica, esférica) esto corresponde a un cierto volumen crítico. Dada una densidad promedio, al volumen crítico le corresponde una masa crítica que debe alcanzarse para que el reactor pueda funcionar.

Si se quiere aumentar la potencia térmica del reactor (que es proporcional a la densidad neutrónica n) se disminuye la variable de control (longitud de penetración en el núcleo de barras absorbentes) x hasta alcanzar el valor de n requerido, y luego se vuelve a aumentar x hasta alcanzar el estado crítico. Si se quiere disminuir la potencia térmica se hace lo opuesto.

Puesto que $k_\infty(x) - 1 = \gamma \cdot \frac{M^2(x)}{d_{cr}^2}$ la ecuación de balance neutrónico se puede poner así:

$$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \left(k_\infty - 1 - \frac{K(\phi) \cdot S}{R_a(\phi) \cdot V}\right) \cdot R_a(\phi) = \gamma \cdot D \cdot \left(\frac{1}{d^2{}_{cr}} - \frac{1}{d^2}\right) \cdot u \cdot n \qquad [17]$$

Si ε_f es la cantidad de calor liberada, en promedio, por una reacción de fisión (aproximadamente 200 MeV), la potencia térmica P_T se puede estimar mediante la fórmula:

$$P_T = (\varepsilon_f \cdot \Sigma_f \cdot \phi) \cdot V = (\varepsilon_f \cdot \Sigma_f \cdot u \cdot n) \cdot V \qquad [18]$$

Esta relación se obtiene aplicando la fórmula [5] de la sección 6.6, a un reactor homogéneo cuyo núcleo posee un volumen V o a un reactor heterogéneo con un núcleo del mismo volumen, si la fórmula se interpreta como el resultado de tomar un promedio espacial. En igualdad de las demás condiciones, la potencia es proporcional al volumen del núcleo del reactor.

A partir de la ecuación de balance neutrónico y de la relación entre la potencia térmica producida y la densidad neutrónica, se puede escribir directamente la ecuación que describe la evolución de la potencia térmica:

$$\frac{\mathrm{dP_T}}{\mathrm{dt}} = \frac{\left(\mathrm{k}_{ef}(x) - 1\right)}{l(x)} \cdot P_T \qquad [20]$$

Finalmente, introduciendo:

La denominada **reactividad** ρ del reactor, definida ya en la sección 6.3 en términos del factor de multiplicación, y recordada en la sección 7.4 (ecuación 7.4 [3]):

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} \qquad [21]$$

La nueva **escala de tiempo**

$$\Lambda = \frac{l}{k_{ef}} = \frac{l_\infty}{k_\infty} = \frac{1}{u \cdot \nu \cdot \Sigma_f} \qquad [22]$$

(Note que esta escala es independiente de las dimensiones del reactor y de la variable x de control).

Obtenemos:

$$\frac{\mathrm{dP_T}}{\mathrm{dt}} = \frac{\rho(x)}{\Lambda} \cdot P_T \qquad [23]$$

Integrando esta ecuación a partir de un instante inicial resulta: $P_T(t) = P_T(0) \cdot e^{\frac{\rho}{\Lambda} \cdot t}$

Para neutrones térmicos $\Lambda \approx 10^{-4} s$ Entonces si $\rho \approx 0.001$ resulta que $\frac{\rho}{\Lambda} \approx 10$. Como consecuencia tenemos $P_T(t) = P_T(0) \cdot e^{10 \cdot t}$

Por ello, luego de un segundo a partir del instante inicial, $P_T(1s) = P_T(0s) \cdot e^{10}$

El incremento en la potencia es tan grande que el reactor, si se comportara de esta forma, no sería controlable.

8.2 Método heurístico para la estimación de la corriente neutrónica de fuga

Un cálculo aproximado de la corriente de neutrones que se fuga del reactor puede basarse en suponer que el número de neutrones que atraviesan la unidad de área de la superficie del núcleo del reactor en la unidad de tiempo, es decir la densidad de corriente neutrónica $K(\phi)$, es proporcional a un valor representativo del flujo neutrónico ϕ y al cociente $\frac{D}{d_c}$ entre el valor promedio de una constante D de difusión de los neutrones en los materiales del reactor y una dimensión característica d_c de la geometría del núcleo. En el caso de un reactor cilíndrico es necesario utilizar dos dimensiones características distintas, según se considere la corriente neutrónica que lo abandona a

través de su cara curva o la corriente que lo abandona a través de sus caras planas. Por lo tanto, tenemos dos expresiones distintas para $K(\phi)$. La dimensión característica debe estimarse para cada geometría. En lo esencial, el método es el mismo que utilizaba el biofísico Nicolás Rashevsky para estimar flujos difusivos entre la célula y su ambiente, haciendo abstracción de las complejidades de la geometría celular.

Para el caso de un reactor esférico de radio R, se puede estimar $K(\phi) \approx D \cdot \dfrac{\phi}{\left(\dfrac{R}{3}\right)}$,

siendo entonces $d_c \approx \dfrac{R}{3}$. Así pues, para un reactor con un núcleo esférico, $\dfrac{\mathrm{K}(\phi)}{\phi} \cdot \dfrac{\mathrm{S}}{\mathrm{V}} = D \cdot \left(\dfrac{\phi}{3}\right) \cdot \dfrac{4 \cdot \pi \cdot R^2}{\dfrac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3} = 9 \cdot \dfrac{D}{R^2}$ de modo que puede tomarse $d = R = 3 \cdot d_c$

con $\gamma \approx 9$. La expresión exacta da $d = R$ y $\gamma = \pi^2$, que es un número entre 9 y 10.

Para el caso de un reactor cilíndrico la densidad de corriente que abandona el núcleo por su cara curva se puede estimar mediante $K_r(\phi) \approx D \cdot \dfrac{\phi}{\left(\dfrac{R}{2}\right)}$ mientras que la densidad que lo abandona por sus caras planas se puede aproximar por $K_h(\phi) \approx D \cdot \dfrac{\phi}{\left(\dfrac{H}{4}\right)}$

Entonces: $K(\phi) \cdot \dfrac{S}{V} \approx \dfrac{2 \cdot \pi \cdot R \cdot H \cdot K_r(\phi) + 2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot K_h(\phi)}{\pi \cdot R^2 \cdot H} = \gamma \cdot \dfrac{D}{d^2} \cdot \phi$ con $\gamma = 8$ y $\dfrac{1}{d^2} \approx \dfrac{1}{H^2} + \dfrac{0.5}{R^2}$. La expresión exacta da $\dfrac{1}{d^2} \cong \dfrac{1}{H^2} + \dfrac{0.586}{R^2}$ con $\gamma = \pi^2$.

8.3 Radio crítico y masa crítica para una esfera de plutonio. Estimación de las dimensiones de una Bomba A de plutonio.

Consideremos ahora una esfera de plutonio metálico, con una población de neutrones rápidos, mono-energéticos, de energía igual a 2 MeV.

La esfera constituye un medio físil homogéneo que puede servir como un modelo muy idealizado de reactor a neutrones rápidos.

Calculemos el radio y la masa crítica correspondientes a este modelo de reactor. En este caso la longitud característica es el radio R de la esfera, de modo que el factor de multiplicación efectivo (ecuación 8.1 [15]) viene dado por $k_{ef} = \dfrac{k_\infty}{1 + \gamma \cdot \dfrac{M^2}{R^2}}$

Ahora no aparece la variable x de control, porque no suponemos barras absorbentes ni otro mecanismo regulador de la reactividad.

Como valor de γ vamos a utilizar el número π^2, que como dijimos se obtiene a partir de un modelo matemático más preciso del factor de multiplicación. (Fórmula [20] de la sección 8.4)

Como suponemos que el material es plutonio puro, el número de núcleos por unidad de volumen es el mismo para las dos secciones eficaces macroscópicas, la de fisión y la de absorción, debido a lo cual: $k_\infty = \frac{\nu \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a} = \frac{\nu \cdot \sigma_f}{\sigma_a}$

A la energía asumida para los neutrones $\sigma_a = 1.81 barn, \sigma_f = 1.78 barn$ mientras que $\rho_{metal} = 19 \, g/cm^3$, debido a lo cual, como $\nu = 2.98$, el factor de multiplicación para medio infinito resulta muy grande: $k_\infty = 2.93$

Para calcular el cuadrado de la longitud promedio de migración de los neutrones en la esfera utilizaremos la ecuación 8.1 [12]: $M^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$

El empleo de esta ecuación exige adoptar valores numéricos para el coeficiente de difusión neutrónica y para la sección eficaz macroscópica de absorción.

Para D tomaremos 1.186 cm. La sección eficaz macroscópica $\Sigma_a = N \cdot \sigma_a$, siendo el número de núcleos por unidad de volumen $N = \frac{\rho_{metal} \cdot N_{Av}}{A}$. En este caso $A = 239$, la densidad del metal del metal $19 \, g/cm^3$ y el número de Avogadro $N_{Av} \approx 6.02 \times 10^{23}$.

Entonces $\Sigma_a = 0.087 cm^{-1}$. Por tanto $M^2 = \frac{1.186}{0.087} = 13.7 cm^2$. El radio crítico de la esfera se obtiene poniendo igual a 1 el factor de multiplicación efectivo. Pero en este caso es necesario interpretar las longitudes como distancias extrapoladas, por lo cual sustituimos R por R_{ex} en la fórmula para k_{ef}: $k_{ef} = \frac{k_\infty}{1 + \gamma \cdot \frac{M^2}{R_{ex}^2}}$ siendo por definición: $R_{ex} = R + 0.71 \cdot \lambda$ El parámetro $\lambda \approx 3.43 \times 10^{-2}$ es el recorrido libre medio de los neutrones en el plutonio, teniendo en cuenta las colisiones de dispersión y las que conducen a absorción.

Haciendo $k_{ef} = 1$ resulta que el radio crítico extrapolado es $R_{ex,critico} = \frac{\pi \cdot M}{\sqrt{k_\infty - 1}} = 8.4 cm$

y el radio geométrico crítico es:

$$R_{cr} = R_{ex,critico} - 0.71 \cdot \lambda \approx 8.4 - 2.5 = 5.2 cm$$

Se advierte que la corrección que conecta el radio extrapolado con el radio geométrico, de 2.5 cm, no puede ser despreciada en este caso, dadas las pequeñas dimensiones del núcleo de este “reactor rápido”.

A partir de la densidad del plutonio y del radio geométrico crítico se obtiene una estimación para la masa crítica de la esfera:

$$m_{critica} = \frac{4}{3} \cdot R^3{}_{critico} \cdot \rho_{metal} = 11 kg$$

Estimemos ahora unas dimensiones posibles para de una bomba A de plutonio. Como dijimos antes, una bomba de fisión puede tener un coeficiente de multiplicación efectivo de 1.5. En este caso se obtiene:

$$k = \frac{k_\infty}{1 + \pi^2 \cdot \frac{M^2}{R_{ex}^{\ 2}}} = 1.5$$

$$R_{ex} = \frac{\pi \cdot \sqrt{1.5} \cdot M}{\sqrt{k_\infty - 1.5}} = \frac{\pi \cdot \sqrt{1.5} \cdot 3.7013}{\sqrt{2.93 - 1.5}} = \frac{14.2415}{1.1958} = 11.91$$

$$R_{bomba} = R_{ex} - 0.71 \cdot \lambda = 11.91 - 2.5 = 9.41 cm \approx 10 cm$$

La bomba tendría un radio aproximado de 10 cm y una masa aproximada de 75 kilogramos.
En la práctica se produce una compresión previa mediante una explosión química poderosa. Por estas y otras razones las masas necesarias disminuyen mucho, como se puede ver en la sección 10.4.

8.4 Un modelo de cinética neutrónica espacio temporal

El modelo simple de la sección 8.1, en el que se emplea una aproximación heurística a la corriente de fuga de los neutrones desde el núcleo del reactor hacia su ambiente, puede generalizarse para detallar y tener en cuenta en forma explícita, las variaciones del flujo neutrónico en el espacio. No obstante, las demás aproximaciones, como el suponer que todos los neutrones poseen una misma velocidad y que el núcleo del reactor se puede considerar como si fuera homogéneo, serán mantenidas también en esta sección.
La conservación del número de neutrones mono-energéticos y de densidad volumétrica $n(t,\vec{r})$ se puede expresar así, en función del flujo neutrónico $\phi = n \cdot u$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \bar{v} \cdot R_f(\phi) - R_a(\phi) - \nabla \bullet \vec{J} \qquad [1]$$

Igual que en el modelo simplificado, $R_f(\phi) = \Sigma_f \cdot \phi$ [2a] y $R_a(\phi) = \Sigma_a \cdot \phi$ [2b] son las velocidades de producción y de absorción de neutrones. Pero ahora aparece un término nuevo $\nabla \bullet \vec{J}$, la divergencia del campo vectorial $\vec{J}(t,\vec{r})$ que ocupa el lugar del término $K(\phi) \cdot \frac{S}{V}$ del modelo simplificado, y que es el equivalente a nivel local a esta última expresión, heurística y global, para la corriente de fuga de neutrones[29].

---

[29] La ecuación [1] se obtiene del balance neutrónico global extendido a una región C arbitraria del núcleo del reactor:

$$\frac{d}{dt}\left(\int_C n(t,\vec{r}) \cdot dV\right) = \int_C \bar{v} \cdot R_f(\phi(t,\vec{r})) \cdot dV - \int_C R_a(\phi(t,\vec{r})) \cdot dV - \int_{\partial C} \vec{J}(t,\vec{r}) \bullet \vec{n}(\vec{r}) \cdot dS$$

El último término es una integral de superficie que representa el transporte de neutrones neto a través de la superficie frontera ∂C de la región C y por el teorema de Gauss es igual a la integral de volumen de la divergencia del flujo $\int_C \nabla \bullet \vec{J}(t,\vec{r}) \cdot dV$. Teniendo esto en cuenta,

Con $\vec{J}(t,\vec{r})$ representamos la densidad de corriente neutrónica, debida a la difusión de los neutrones en los materiales del reactor, expresada en unidades de neutrones por unidad de área y por unidad de tiempo.
Resulta ser proporcional al gradiente de la concentración neutrónica local $\nabla n(t,\vec{r})$, al igual que la densidad local del flujo difusivo de una sustancia es proporcional a su gradiente de concentración (ley de Fick en forma local).
Por razones en parte históricas se utiliza el flujo neutrónico en lugar de la densidad neutrónica y la ley equivalente a la de Fick se expresa así: $\vec{J}(t,\vec{r}) = -D \cdot \nabla\phi(t,\vec{r})$ [3]
El coeficiente de difusión posee entonces dimensiones de longitud, en lugar de las dimensiones de (longitud)^2 /tiempo características de los coeficientes de difusión de las sustancias.

Suponiendo un reactor homogéneo, para simplificar, de [1] y [3] se desprende:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \bar{\nu} \cdot R_f(\phi) - R_a(\phi) + D\Delta\phi \qquad [4]$$

Aquí $\Delta\phi = \nabla \bullet (\nabla\phi)$ es el laplaciano del flujo neutrónico. En coordenadas cartesianas dicho laplaciano es igual a $\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}$.
Teniendo en cuenta que $\phi = n \cdot u$, de [4] y de las ecuaciones [2a] y [2b] se obtiene:

$$\frac{1}{u} \cdot \frac{\partial\phi}{\partial t} = \bar{\nu} \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \Sigma_a \cdot \phi + D\Delta\phi \qquad [5]$$

Introduciendo el factor de multiplicación para un medio infinito $k_\infty = \frac{\bar{\nu} \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a}$ [6a]

Junto con la longitud de difusión M cuyo cuadrado verifica $M^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ [6b]

y el tiempo promedio $l = \frac{1}{u \cdot \Sigma_a}$ [7] entre el nacimiento y la absorción de un neutrón en el material, resulta finalmente la ecuación que utilizaremos para describir, en forma muy simplificada, la cinética neutrónica en el tiempo y en el espacio:

$$l \cdot \frac{\partial\phi}{\partial t} = (k_\infty - 1) \cdot \phi + M^2 \Delta\phi \qquad [8]$$

Ahora, supongamos que R_{ex} representa la región tridimensional extrapolada ocupada por el reactor. Suponemos que es un reactor desnudo, sin reflector de neutrones. Entonces la ecuación [8] se aplica en toda la región R_{ex} y en su frontera ∂R_{ex} el flujo neutrónico se anula. En estado estacionario [8] se reduce a la ecuación siguiente, conocida como ecuación de Helmholtz:

$$-\Delta\phi(\vec{r}) = B_m^2 \cdot \phi(\vec{r}) \quad \text{(En el interior de } R_{ex}\text{)} \qquad [9a]$$

$$\phi(\vec{r}) = 0 \quad \text{(En la superficie de la frontera extrapolada } \partial R_{ex}\text{)} \qquad [9b]$$

---

teniendo en cuenta además que $\frac{d}{dt}\left(\int_C n(t,\vec{r}) \cdot dV\right) = \int_C \frac{\partial n(t,\vec{r})}{\partial t} \cdot dV$ y que la región C es arbitraria, de un lema debido a Du-Bois Reymond se desprende finalmente la ecuación [1].

El parámetro $B_m^2 = \frac{(k_\infty - 1)}{M^2}$ [10] se conoce como **laplaciano material** y depende solamente de propiedades de los materiales del núcleo del reactor.
Para un núcleo extrapolado R_{ex} en forma de paralelepípedo rectangular de lados de longitudes a, b, c las soluciones de la ecuación $-\Delta\phi(\vec{r}) = B^2 \cdot \phi(\vec{r})$ con $\phi(\vec{r}) = 0$ en la superficie del paralelepípedo solamente existen si

$$B^2 = \frac{p^2 \cdot \pi^2}{a^2} + \frac{q^2 \cdot \pi^2}{b^2} + \frac{r^2 \cdot \pi^2}{c^2} = B_{p.q,r}^2 \qquad (\ p, q, r = 1,2,3,...) \qquad [11]$$

El parámetro B^2 se conoce como **laplaciano geométrico**.
En ese caso, si el origen de coordenadas se coloca en el centro del paralelepípedo, las soluciones adoptan la forma siguiente, siendo $K_{p,q,r}$ una constante arbitraria:

$$\varphi_{p,q,r}(x, y, z) = K_{p,q,r} \cdot \cos\left(\frac{p \cdot \pi \cdot x}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{q \cdot \pi \cdot y}{b}\right) \cdot \cos\left(\frac{r \cdot \pi \cdot z}{c}\right) \qquad [12]$$

Como la ecuación de Helmhotz posee solución solamente cuando B^2 coincide con uno de los valores dados por la fórmula [11], y como un estado estacionario de los neutrones en el núcleo del reactor es posible solamente si $B^2 = B_m^2$ (es decir, si los laplacianos geométrico y material son iguales) y como el laplaciano geométrico solo puede tomar un conjunto discreto de valores, resulta que la ecuación de Helmholtz para los neutrones posee una solución de la forma dada por [12] si $B_m^2 = B_{p,q,r}^2$ para alguna terna de números naturales p, q, r.
Pero el campo neutrónico en estado estacionario es siempre no negativo. Examinando las soluciones [12] se advierte que, no importa el signo que se elija para $K_{p,q,r}$, las soluciones distintas de la fundamental con $p = q = r = 1$ no son físicamente admisibles porque en alguna parte del núcleo toman siempre valores negativos.
Así pues la única solución estacionaria admisible es:

$$\varphi_{1,1,1}(x, y, z) = K_{1,1,1} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot y}{b}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{c}\right) \qquad [13]$$

Esto siempre y cuando $K_{1,1,1}$ sea positiva y además se verifique:

$$B_m^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} + \frac{\pi^2}{c^2} \qquad [14]$$

Cuando la ecuación [14] se verifica, el reactor se encuentra en estado crítico.
La masa de combustible correspondiente al estado crítico es la **masa crítica**.

En general, a partir de las soluciones [12] de la ecuación de Helmholtz, por el método de separación de variables, se puede construir la solución de la ecuación dinámica [8]:

$$\phi(t, \vec{r}) = \sum_{p.q,r=1}^{\infty} \Phi_{p,q,r}(t) \cdot \varphi_{p,q,r}(\vec{r}) \qquad [15]$$

Sustituyendo la solución tentativa [15] (ansatz) en [8] resulta que las amplitudes dependientes del tiempo correspondientes a cada uno de los modos espaciales $\varphi_{p,q,r}(\vec{r})$ evolucionan de acuerdo con las relaciones:

$$l \cdot \frac{d\Phi_{p,q,r}}{dt} = \left[\left(B_m^2 - B_{p,q,r}^2\right) \cdot M^2\right] \cdot \Phi_{p,q,r} \qquad [16]$$

Integrando estas ecuaciones diferenciales con los valores iniciales $\Phi_{p,q,r}(0)$ obtenemos las siguientes expresiones para las amplitudes de modo:

$$\Phi_{p,q,r}(t) = \Phi_{p,q,r}(0) \cdot \exp\left[\left(B_m^2 - B_{p,q,r}^2\right) \cdot M^2 \cdot \left(\frac{t}{l}\right)\right] \qquad [17]$$

(Aquí $\exp[w]$ representa la función exponencial e^w)

Si todos los valores del laplaciano geométrico $B_{p.q,r}^2$ son mayores que el laplaciano material $B_m^2 = \frac{(k_\infty - 1)}{M^2}$, los exponentes son todos negativos. Entonces el flujo neutrónico tiende a cero con el paso del tiempo: el reactor está en estado subcrítico y se apaga. Si $B_m^2 = B_{1,1,1}^2$ la amplitud del modo fundamental $\varphi_{1,1,1}(\vec{r})$ permanece constante mientras que las amplitudes de los demás modos tienden a cero: el reactor se encuentra en estado crítico, en un transitorio desde una cierta distribución inicial del flujo neutrónico la distribución estacionaria de equilibrio $\Phi_{1,1,1}(0) \cdot \varphi_{1,1,1}(\vec{r})$.

Si $B_m^2 > B_{1,1,1}^2$ la amplitud del modo dominante crece sin límite a medida que transcurre el tiempo: el reactor se encuentra en estado supercrítico.

Los resultados expresados mediante las fórmulas [15] y [17] son generales.

Se aplican a todas las formas de núcleo reinterpretando adecuadamente los $B_{p.q,r}^2$ y las funciones $\varphi_{p,q,r}(\vec{r})$. Para núcleos con cierta simetría el número de índices sobre los que se suma la serie de funciones puede ser menor que tres (dos para simetría cilíndrica y uno para simetría esférica).

Así, para un núcleo cilíndrico de altura H_e y radio R_e (ambos extrapolados) tenemos, siendo r la coordenada radial y z la coordenada axial de un sistema de coordenadas cilíndricas con el origen el centro del núcleo, el eje z coincidente con el eje de simetría del núcleo y representando mediante $J_0(x)$ la función de Bessel[30] de orden cero, acotada en el origen:

$$B_{1,1}^2 = \frac{\pi^2}{H_e^2} + \frac{(2.405)^2}{R_e^2} = \pi^2 \cdot \left(\frac{1}{H_e^2} + \frac{0.586}{R_e^2}\right) \qquad [18]$$

$$\varphi_{1,1}(\vec{r}) = K_{1,1} \cdot J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_e}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H_e}\right) \qquad [19]$$

A partir de la fórmula [18] se obtiene la expresión exacta de la distancia d para la estimación heurística de la corriente de fuga neutrónica que aparece al final de la sección 7.4.

La función de Bessel se puede aproximar por un polinomio de segundo grado, en forma un poco grosera pero que muestra cómo se comporta, en líneas generales, para $0 \le r \le R$:

$$J_o\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_e}\right) \approx 1 - \left(\frac{r}{R_e}\right)^2 \qquad [20]$$

---

[30] La función de Bessel de primera clase y orden cero, $J_0(x)$ es la solución de la ecuación diferencial $x^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + x \cdot \frac{dy}{dx} + x^2 \cdot y = 0$ que vale 1 cuando $x = 0$. Viene dada por la serie de potencias $J_0(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2^{2m}(m!)^2} \cdot x^{2m}$. Esta serie converge para todo valor de x.

Para un núcleo esférico de radio R_e tenemos, siendo r la coordenada radial:

$$B_1^2 = \frac{\pi^2}{R_e^2} \qquad [21]$$

$$\varphi_1(\vec{r}) = K_1 \cdot \frac{sen\left(\frac{\pi \cdot r}{R_e}\right)}{r} \qquad [22]$$

Consideremos ahora la ecuación para la amplitud el modo fundamental:

$$l \cdot \frac{d\Phi_{1,1,1}}{dt} = \left[\left(B_m^2 - B_{1,1,1}^2\right) \cdot M^2\right] \cdot \Phi_{1,1,1} \qquad [23]$$

Definimos: $$k_{ef} = \frac{k_\infty}{1 + B_{1,1,1}^2 \cdot M^2} \qquad [24]$$

Entonces en la ecuación [23] se puede re-escribir así el factor que aparece entre paréntesis rectos:

$$\left(B_m^2 - B_{1,1,1}^2\right) \cdot M^2 = \left(k_\infty - 1 - B_{1,1,1}^2 \cdot M^2\right) = \left(1 + B_{1,1,1}^2 \cdot M^2\right) \cdot \left(k_{ef} - 1\right)$$

Introducimos el tiempo efectivo: $$l_{ef} = \frac{l}{1 + B_{1,1,1}^2 \cdot M^2} \qquad [25]$$

Ahora la ecuación [23] se puede re-escribir así:

$$l_{ef} \cdot \frac{d\Phi_{1,1,1}}{dt} = \left[k_{ef} - 1\right] \cdot \Phi_{1,1,1} \qquad [26]$$

Asumiendo que la amplitud modal $\Phi_{1,1,1}(t)$ es proporcional al número de neutrones presentes en ese instante en el reactor, se deduce la ecuación [14] del modelo de la sección 8.1, junto con una expresión para el factor de multiplicación efectivo (ecuación [24]) y otra para el tiempo efectivo de vida promedio entre el nacimiento del neutrón, y ya sea la absorción, ya sea la fuga del neutrón hacia el ambiente (ecuación [25]).

8.5 Limitaciones de los modelos cinéticos estudiados

Si bien los modelos discutidos previamente permiten interrelacionar y comprender varios aspectos importantes del reactor, constituyen una simplificación excesiva de la realidad.

8.5.1 Los neutrones retardados en los transitorios del reactor

En un reactor estacionario el balance neutrónico puede prescindir de explicitar los neutrones retardados, pero durante un transitorio asociado a la operación normal del reactor esto ya no es posible. Como vimos en el capítulo anterior, si bien la fracción de neutrones retardados es una pequeña fracción del total de neutrones liberados por fisión (menos del 1%), algunos de los retardos son tan grandes que si el factor de multiplicación es mayor que uno pero lo bastante próximo a uno, el tiempo característico de incremento en la población neutrónica viene determinado por el efecto de los neutrones retardados y es lo suficientemente largo como para que la dinámica del reactor se pueda controlar mediante dispositivos mecánicos. El modelo de la sección

8.4 se puede generalizar para tenerlos en cuenta. Para ello la ecuación de balance neutrónico se puede formular así:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (1-\beta\cdot)\bar{\nu}\cdot R_f(\phi) - R_a(\phi) + \lambda\cdot c + D\Delta\phi \qquad [1a]$$

Añadimos una ecuación para describir la evolución de la concentración local $c(t,\vec{r})$ de precursores (que decaen produciendo neutrones con una constante λ):

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \beta\cdot\bar{\nu}\cdot R_f(\phi) - \lambda\cdot c \qquad [1b]$$

Después podemos continuar como en 8.4. En estado estacionario ambos modelos son idénticos, de modo que las dimensiones críticas y masas críticas que se obtienen con el modelo original continúan siendo válidas en el marco del modelo ampliado.

8.5.2 Reflectores y masa crítica

En la sección 8.4 consideramos un núcleo desnudo, con el combustible y moderador formando un medio homogeneizado para simplificar el análisis. En este caso, al no estar el núcleo rodeado de otros materiales, la fuga de neutrones es máxima. Para disminuir la fuga de neutrones, en la práctica los núcleos se envuelven con materiales reflectores que retornarán al interior del núcleo una fracción significativa de los neutrones que en otro caso se fugarían. Esto tiene como consecuencia un incremento en la reactividad del sistema sin necesidad de aumentar el volumen de combustible, o en forma equivalente, la presencia de reflectores disminuye la masa crítica de combustible. Como el costo de un volumen de combustible es mucho mayor que el costo del mismo volumen de reflector, se tiene en cuenta el reflector en el balance neutrónico. En el caso del modelo de la sección 8.4 el reflector se puede tener en cuenta eliminando el término de fisión y modificando los valores del coeficiente de difusión y de la sección eficaz macroscópica de absorción para que correspondan al material reflector. La ecuación original se aplica al núcleo propiamente dicho, y la ecuación modificada se aplica al reflector que lo rodea. En la interfase entre ambos materiales se impone una condición de igualdad, de las componentes de las densidades de corriente neutrónica perpendiculares a la superficie de separación entre ambos medios, y en la superficie externa del reflector se impone una condición de flujo neutrónico nulo. A menudo se obtienen configuraciones críticas en las que el cálculo muestra que el volumen del reflector resulta ser del mismo orden de magnitud que el volumen de núcleo que se ahorra con el material reflector.

8.5.3 El espectro de energías exige introducir de varios grupos de neutrones

Por otra parte la población de neutrones se distribuye en forma espacialmente no uniforme y presenta un espectro de energías que va de las energías del orden de los MeV asociados a los neutrones expulsados en las reacciones de fisión hasta las energías térmicas de los neutrones en equilibrio térmico con los materiales en los que difunden. El modelo de la sección 8.4 permite describir la distribución no uniforme de los neutrones en el núcleo del reactor. Pero asume que todos ellos poseen la misma energía, sin distinguir al menos dos grupos, (neutrones rápidos y neutrones térmicos), o mejor aún, tres grupos (rápidos, epitérmicos y térmicos). La introducción de varios grupos de neutrones según sean sus energías es indispensable para poder describir lo que acontece en un reactor heterogéneo, en el que la población de neutrones rápidos en el combustible es significativamente mayor que en el moderador, mientras que la población de neutrones térmicos es mayor en el moderador que en el combustible.

En un reactor térmico, mientras que en los neutrones rápidos tienden a fugarse, los neutrones epitérmicos tienden a participar en capturas parásitas (no conducentes a

fisión) y en procesos de dispersión en los materiales del núcleo, mientras que los neutrones térmicos son los principales responsables de mantener la cadena de fisiones. Esto se puede tener en cuenta introduciendo tres flujos parciales dependientes del tiempo y de la posición en el núcleo del reactor: $\phi_t(t,\vec{r})$ (térmico), $\phi_e(t,\vec{r})$ (epitérmico) y $\phi_r(t,\vec{r})$ (rápido). Suponiendo que la fuente de neutrones instantáneos está presente solamente en el grupo de neutrones rápidos, y que la fuente de neutrones retardados $\lambda \cdot c$ está presente solamente en el grupo de neutrones epitérmicos y se debe solamente a un solo grupo de precursores, entonces los flujos para cada uno de estos tres grupos e encuentran conectados entre sí por las siguientes ecuaciones de evolución:

$$\frac{1}{u_t} \cdot \frac{\partial \phi_t}{\partial t} \approx \left(\Sigma_{d,e\to t}\right) \cdot \phi_e - \Sigma_{a,t} \cdot \phi_t + D_t \Delta \phi_t \qquad [2a]$$

$$\frac{1}{u_e} \cdot \frac{\partial \phi_e}{\partial t} \approx \Sigma_{d,r\to e} \cdot \phi_r - \Sigma_{d,e\to t} \cdot \phi_e - \Sigma_{a,e} \cdot \phi_e + D_e \Delta \phi_e + \lambda \cdot c \qquad [2b]$$

$$\frac{1}{u_r} \cdot \frac{\partial \phi_r}{\partial t} \approx (1-\beta) \cdot \left(\bar{\nu}_t \cdot \Sigma_{f,t} \cdot \phi_t + \bar{\nu}_e \cdot \Sigma_{f,e} \cdot \phi_e + \bar{\nu}_r \cdot \Sigma_{f,.r} \cdot \phi_r\right) - \qquad [2c]$$
$$- \Sigma_{d,r\to r} \cdot \phi_r - \Sigma_{a,r} \cdot \phi_r + D_r \Delta \phi_r$$

En estas ecuaciones:

- u_x, con $x = t, e, r$ representa la velocidad promedio que corresponde a cada grupo de neutrones: térmicos, epitérmicos y rápidos.
- $\Sigma_{a,x}$: Las secciones eficaces totales de absorción para $x = t, e, r$
- $\Sigma_{d,x\to y}$: Las secciones eficaces de dispersión para $x = r, y = e$ o bien para $x = e, y = t$ (asumiendo que las dispersiones dejan los neutrones en el mismo grupo o lo llevan al grupo de menor energía adyacente).
- $\Sigma_{f,x}$: Las secciones eficaces de fisión para $x = t, e, r$
- $\bar{\nu}_x$ el número promedio de neutrones en cada fisión inducida por un neutrón del grupo $x = t, e, r$
- D_x, para $x = t, e, r$ son los coeficientes de difusión de neutrones de cada uno de los tres grupos.
- β y λ son la fracción de neutrones retardados y la constante de decaimiento de sus precursores.

Los precursores de neutrones retardados evolucionan según la ecuación:

$$\frac{\partial c}{\partial t} \approx \beta \cdot \left(\bar{\nu}_t \cdot \Sigma_{f,t} \cdot \phi_t + \bar{\nu}_e \cdot \Sigma_{f,e} \cdot \phi_e + \bar{\nu}_r \cdot \Sigma_{f,.r} \cdot \phi_r\right) - \lambda \cdot c \qquad [2d]$$

En general no difunden porque son producto del decaimiento de los fragmentos de fisión y permanecen atrapados en el combustible.

8.5.4 Limitaciones de la teoría de la difusión y distancia de extrapolación

Aún utilizando varios grupos de neutrones según sus energías, la teoría de la difusión basada en la ley de Fick no se puede aplicar bien en la interfase entre dos materiales con propiedades muy disímiles, o cerca o en el interior de materiales fuertemente absorbentes de neutrones, o en las adyacencias de la superficie exterior del núcleo (en las así denominadas “fronteras con el vacío”).

Aunque estas deficiencias de la teoría de la difusión parecería que la hacen inaplicable, en la práctica esto no es así. La discrepancia entre la teoría de la difusión de neutrones y las teorías más precisas del transporte, basadas en la ecuación de Boltzmann, se puede

disminuir lo suficiente introduciendo el concepto de **distancia de extrapolación**. En lugar de anular el flujo neutrónico en la superficie del núcleo, se construye una superficie localizada un poco más afuera, a la distancia de extrapolación δ, y en esta nueva superficie se impone la condición de anulación del flujo neutrónico. A partir de la teoría del transporte más exacta se obtiene para la distancia de extrapolación:

$$\delta \approx 0.71 \cdot \lambda \qquad [3]$$

En esta fórmula, λ representa el recorrido libre medio de los neutrones en el material del reactor. La fórmula [3] ya fue utilizada en la sección 8.3 para el cálculo del tamaño y la masa crítica de una esfera de plutonio puro.

Los problemas que plantean los absorbentes muy poderosos y las interfases entre materiales muy disímiles se pueden superar utilizando métodos de cálculo más sofisticados para determinar secciones transversales eficaces "efectivas" con las que la teoría de la difusión puede aplicarse aceptablemente. Estos métodos se aplican corrientemente en el diseño de reactores heterogéneos.

8.5.5 Efectos de heterogeneidades en la distribución de los materiales y las temperaturas

La temperatura en el reactor también se distribuye en forma no uniforme. Las variaciones de temperatura provocan modificaciones en las distancias interatómicas promedio de un sitio a otro del combustible la cual altera el número de partículas por unidad de volumen. También afecta la distribución local de energías neutrónicas e incide sobre las secciones eficaces de reacción.

Además debe tenerse en cuenta que algunos núcleos pueden fisionarse luego de absorber un neutrón térmico (núcleos físiles), mientras que otros pueden fisionarse siempre que absorban un neutrón cuya energía supere un determinado umbral (núcleos fisionables). Las secciones eficaces de los distintos tipos de reacciones que un neutrón puede producir con un núcleo atómico varían con el tipo de núcleo y para un mismo núcleo, varían con la energía del neutrón.

Los materiales que componen el núcleo del reactor se distribuyen en forma espacialmente no uniforme: en algunos sitios se encuentra el combustible, en otros sitios elementos de revestimiento o de soporte, en otros lugares encontramos fluido refrigerante o moderador, en otros, barras de control y detectores de las cadenas de medición para el arranque y el control del reactor en operación.

Las ecuaciones de la cinética neutrónica [2a], [2b], [2c] y [2d], incluyendo el término de difusión para cada grupo de neutrones, se pueden generalizar para poder aplicar las ecuaciones de tres grupos de neutrones a un reactor heterogéneo y con campos de temperatura que presentan variaciones espaciales muy significativas, que afectan los valores locales de las secciones eficaces macroscópicas de absorción, dispersión y fisión.

8.5.6 Efectos de retroalimentación sobre la reactividad

Además de todas las limitaciones resumidas hasta este momento, los modelos puramente cinéticos no tienen en cuenta un hecho fundamental: la reactividad depende de las temperaturas en el combustible, el moderador y el refrigerante, así como de la distribución de densidades de los materiales del núcleo, que a su vez puede variar debido a cambios de fase, dilatación térmica o vibraciones mecánicas en fluidos y en sólidos. Al aparecer influencias e interrelaciones que ya no podemos comprender restringiéndonos al punto de vista de neutrónico, según el cual la reactividad permanece constante o es una función dada del tiempo, la distribución espacial y la evolución

temporal del flujo neutrónico se acopla inextricablemente con variables termo-hidráulicas externas al núcleo del reactor.

La descripción detallada mediante un conjunto de campos de un sistema como éste es sumamente compleja , pero es necesario formular una descripción de este tipo para poder cuantificar adecuadamente la dinámica y programar el control del reactor, así como para poder programar los complejos procesos de operación y manejo de combustible de los reactores nucleares de potencia durante decenas de años, en un principio sin otras interrupciones que las necesarias para llevar a cabo las tareas de mantenimiento o recambio de combustible (esto último no en todos los casos).

Los modelos matemáticos detallados se transcriben luego en modelos matemáticos discretos, aptos para ser utilizados en la simulación digital. Estos últimos, junto con bibliotecas de datos experimentales, se integran en códigos de cálculo muy complejos implementados en ordenadores y aplicados, según su naturaleza, a la operación o al diseño de centrales nucleares.

9 Las centrales nucleares de potencia. I: Descripción de reactores y sistemas.

"El campo de la ingeniería de reactores nucleares comprende el diseño, la construcción y la operación de reactores destinados a la liberación de energía de forma continua y controlada por la fisión de ciertos núcleos atómicos…De hecho, los fundamentos no son muy complicados y son, globalmente, bien comprendidos, pero cuando se los traslado a la práctica se encuentran varios problemas de carácter algo novedoso debido a la naturaleza peculiar del proceso de fisión y sus radiaciones asociadas. La ingeniería de reactores está destinada a resolver estos problemas, involucrando un esfuerzo de cooperación en el que ingenieros químicos, eléctricos, electrónicos, mecánicos, y otros deben trabajar con químicos, matemáticos, metalúrgicos, físicos, y aún biólogos" (Samuel Glasstone, en el prefacio a "Principles of nuclear reactor engineering", Van Nostrand, N.J., 1955)

9.1 Clasificación y descripción de los de reactores de potencia

Los reactores nucleares de las centrales de potencia, al igual que todos los demás reactores, se diseñan y se operan para producir una reacción en cadena auto-sustentada, empleando como combustibles una combinación de materiales físiles, fisionables y fértiles.

Para clasificar los reactores de potencia se tienen en cuenta los siguientes aspectos:

- El **grado de enriquecimiento del combustible** en ^{235}U y/o ^{239}Pu.
- La **energía neutrónica**, o sea el intervalo de energía de los neutrones a las que se producen la mayoría de las fisiones.
- El **moderador** (si es un reactor a neutrones lentos, térmicos) usado para enlentecer los neutrones rápidos producidos por las reacciones de fisión.
- El **fluido refrigerante** que extrae el calor producido en el combustible y el **fluido de trabajo** que generalmente como vapor mueve la turbina correspondiente.
- El **ciclo de vapor o gas**: el número de circuitos de transferencia de calor y los intercambiadores de calor entre ellos, incluyendo la naturaleza y ubicación del generador de vapor.
- La **producción de combustible**; si produce más combustible (por ejemplo ^{239} Pu fisil a partir del ^{238} U fértil) que el que consume (**reactor reproductor**), o bien consume más de lo que produce (**reactor convertidor**)

Las primeras tres características se vinculan directamente con la población de neutrones en el reactor.
El grado de enriquecimiento del combustible permite una clasificación de los reactores en dos categorías: los que emplean **uranio natural** y los que emplean **uranio enriquecido o plutonio**.

Como ya vimos, los neutrones de fisión se emiten a energías elevadas, pero los neutrones a energías muy bajas (térmicas) poseen una probabilidad mucho mayor de producir fisiones adicionales.

Las dos características siguientes (la naturaleza del refrigerante y los circuitos de transferencia de calor) se refieren a la práctica usual de convertir la energía de la fisión en energía eléctrica empleando un ciclo de vapor. Solamente en los diseños avanzados de reactores que operan a temperaturas elevadas y son refrigerados por gas, se utilizan turbinas de gas movidas directamente por el gas de refrigeración del núcleo del reactor.

La sexta y última característica se relaciona directamente con las consecuencias del quemado del combustible nuclear. Cualquier reactor que contiene materiales fértiles produce siempre alguna cantidad de material físil, o sea de nuevo combustible. La diferencia entre un reactor reproductor y uno convertidor es que el primero se diseña para producir más combustible que el que consume mantener la reacción nuclear en cadena. El convertidor reemplaza solo una fracción del contenido de material físil que consume durante su funcionamiento, así que su combustible termina por agotarse.
Los términos reproducir y convertir se usan también con otra acepción. Cuando las fisiones de un tipo de núcleo físil (por ejemplo ^{239}Pu) produce nuevos núcleos de ese tipo (^{239}Pu a partir del ^{238}U cuando éste absorbe un neutrón en condiciones adecuadas) se habla de reproducción, porque los nuevos núcleos son idénticos al original. Si las fisiones de un núcleo de un tipo (por ejemplo ^{235}U) producen nuevos núcleos físiles pero de otro tipo (^{239}Pu a partir del ^{238}U) se habla de conversión, porque los nuevos núcleos físiles formados no son equivalentes al original.

Para generar energía eléctrica con fines comerciales se emplean en la actualidad reactores que responden a cinco tipos de diseño básico, y a cada uno de los cuales corresponde un tipo de planta generadora de potencia:

- Reactores BWR: Reactor de agua en ebullición con producción de vapor en un circuito único y agua liviana como refrigerante y fluido de trabajo, agua liviana como moderador y neutrones térmicos, funciona como reactor convertidor.

- Reactores PWR: Reactor de agua presurizada con dos circuitos (el primario de agua o presión) el secundario con producción de vapor en el intercambiador de calor (generador de vapor) que lo conecta desde el punto de vista térmico con el circuito primario, agua liviana como fluido de trabajo en el circuito secundario, agua liviana como moderador, neutrones térmicos, convertidor.

- Reactores PHWR: Reactor de agua pesada presurizado con un circuito primario con agua pesada como refrigerante, un circuito secundario con agua liviana como fluido de trabajo y un generador de vapor que lo conecta al circuito primario, agua pesada como moderador, neutrones térmicos, convertidor.

- Reactores HTGR: Reactor de temperatura elevada, refrigerado a gas, con un circuito primario con gas helio como refrigerante, un circuito secundario con agua liviana como fluido de trabajo y un generador de vapor que lo conecta con el circuito primario, grafito como moderador, neutrones térmicos y convertidor.

- Reactores LMFBR: Un reactor reproductor rápido de metal líquido, con tres circuitos (uno primario, de sodio líquido, uno secundario de sodio líquido y uno terciario de agua liviana), no utiliza moderador, neutrones rápidos, reproductor.

Una forma de comprender cómo se originaron los correspondientes diseños es partir de la condición de criticidad formulada a partir del factor de multiplicación efectivo (fórmula [5] de la sección 7.1):

$$k_{ef} = k_{\infty} \cdot P_{no-fuga} = 1$$

De esta ecuación y de la fórmula $k_{\infty} = \dfrac{\overline{\nu} \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a}$ para el coeficiente de multiplicación de un medio infinito (fórmula [4] de la sección 7.1), suponiendo que se mantiene fija la probabilidad $P_{no-fuga}$ de no fuga de los neutrones, se desprende que la condición de criticidad impone una restricción al cociente entre la sección eficaz macroscópica de fisión y la sección eficaz macroscópica de absorción del combustible, porque en el estado crítico del reactor[31] $k_{\infty} = \dfrac{\overline{\nu} \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a} = \dfrac{1}{P_{no-fuga}}$

Pero como las secciones macroscópicas son proporcionales a las microscópicas y la sección eficaz microscópica de fisión disminuye mucho más rápido, cuando aumenta la energía del neutrón, que lo que disminuye la sección eficaz microscópica de absorción, resulta que **el porcentaje de núcleos físiles necesarios para alcanzar la criticidad aumenta a medida que la energía de los neutrones aumenta[32]**.

---

[31] En el caso de un combustible con varios nucleidos físiles y varios nucleidos absorbentes de neutrones, el factor de multiplicación para un medio infinito se expresa así:

$$k_{\infty} == \frac{\sum_p \left(\nu_p \cdot \Sigma_{f,p}\right)}{\sum_q \left(\Sigma_{a,q}\right)}$$

Entonces el estado crítico del reactor finito se formula de esta manera:

$$k_{\infty} == \frac{\sum_p \left(\nu_p \cdot \Sigma_{f,p}\right)}{\sum_q \left(\Sigma_{a,q}\right)} = \frac{1}{P_{no-fuga}}$$

[32] Posiblemente esto se pueda ver mejor a partir de la fórmula para el factor de multiplicación k_{∞} de un combustible con N_5 núcleos de ^{235}U por unidad de volumen, con secciones eficaces microscópicas de fisión $\sigma_{f,5}$ y de captura no conducente a fisión $\sigma_{c,5}$, N_8 núcleos de ^{238}U por unidad de volumen con sección eficaz microscópica de captura no conducente a fisión $\sigma_{c,8}$, despreciando el aporte de las fisiones con umbral en el ^{238}U y representando por $\overline{\nu}$ el número promedio de neutrones producidos en una fisión del núcleo de ^{235}U:

$$k_{\infty}(E) = \frac{\overline{\nu} \cdot \Sigma_{f,5}}{\Sigma_{a,5} + \Sigma_{a,8}} = \frac{\overline{\nu} \cdot N_5 \cdot \sigma_{f,5}}{N_5 \cdot \sigma_{f,5} + N_5 \cdot \sigma_{c,5} + N_8 \cdot \sigma_{c,8}} = \frac{\overline{\nu} \cdot \dfrac{N_5}{N_8}}{\dfrac{N_5}{N_8} \cdot \left(1 + \dfrac{\sigma_{c,5}(E)}{\sigma_{f,5}(E)}\right) + \dfrac{\sigma_{c,8}(E)}{\sigma_{f,5}(E)}}$$

Por tanto, un reactor térmico exige siempre un inventario de nucleidos físiles mucho más modesto que un reactor rápido.

Si tenemos en cuenta que solo el 0.71% del uranio natural es físil, y el costo elevado de los procesos de enriquecimiento, parece natural la decisión tomada al inicio de los programas nucleares norteamericano y alemán, al comienzo de la segunda guerra mundial: estudiar la factibilidad de construir un reactor térmico con uranio no enriquecido. El análisis de física neutrónica indica que es posible, siempre que se elija como moderador una sustancia lo suficientemente transparente para los neutrones. Los experimentos muestran que el grafito (la elección norteamericana) y el agua pesada (la elección alemana y canadiense) son adecuados. El agua liviana no lo es, absorbe demasiado los neutrones. Por este motivo los reactores moderados con agua liviana deben utilizar combustible enriquecido, generalmente entre un 2 y un 5%.

Es posible construir un reactor de uranio natural, moderado con grafito, refrigerado con gas (He o CO_2) circulando a alta presión en un circuito cerrado. Dado el interés militar que se encuentra al inicio del desarrollo de los reactores, esta elección fue el punto de partida natural: no requiere una costosa planta de enriquecimiento, produce plutonio que se puede separar del combustible de uranio por medios químicos convencionales, y además puede suministrar potencia para fines civiles. No permite generar potencias comparables a las que se pueden obtener con los reactores de agua liviana, y resultan comparativamente más caros, así que solamente Inglaterra y Escocia continuaron utilizándolos para producir electricidad.

En lugar de grafito, puede utilizarse agua pesada, D_2O, como moderador en un reactor de uranio natural. Este tipo de reactor fue desarrollado, construido y puesto en servicio en Canadá: de ahí el origen de CANDU, CANada-Deuterio-Uranio. Pero como el deuterio es dos veces más pesado que el hidrógeno, se necesitan más colisiones entre los neutrones de fisión y los núcleos de deuterio para que estos neutrones alcancen el equilibrio térmico. Entonces los neutrones deben recorrer distancias bastante mayores en agua pesada en comparación con la que deben recorrer en agua liviana hasta ser termalizados. Esto conduce, para la misma potencia del reactor, a disponer un volumen de agua pesada mucho mayor que el necesario para moderar con agua liviana. Por tanto, para una potencia dada (por ejemplo 2000 MW térmicos), el núcleo del reactor resulta de grandes dimensiones. Como las tensiones mecánicas tangenciales en la pared curva de un recipiente de presión cilíndrico son, aproximadamente, proporcionales al radio e inversamente proporcionales al espesor, se advierte que la resistencia y los costos de los materiales introducen límites al nivel de presurización aceptable cuando las dimensiones del núcleo aumentan.

A medida de que la energía E de los neutrones crece, $\frac{\sigma_{c,8}(E)}{\sigma_{f,5}(E)}$ crece significativamente mientras que $\frac{\sigma_{c,5}(E)}{\sigma_{f,5}(E)}$ se mantiene siempre inferior a 1. Entonces, para que $k_\infty(E)$ no decrezca hay que aumentar $\frac{N_5}{N_8}$ lo suficiente a partir de los valores numéricos que son adecuados para obtener criticidad con neutrones térmicos.

La respuesta tecnológica adecuada fue separar el moderador colocándolo en un gran recipiente cilíndrico horizontal, no presurizado, la calandria. Esta es perforada por centenares de tubos, también horizontales, que llevan el agua pesada refrigerante, a suficiente presión (aproximadamente 90 bars) como para que no se produzca vapor en el núcleo del reactor luego que el refrigerante recibe el calor de fisión de los elementos combustibles localizados en el tubo de presión. Esta solución, además de evitar la presurización de un recipiente muy grande, permite cambiar el combustible en cada tubo por separado sin detener el reactor, con las ventajas que esto supone desde el punto de vista de un mejor quemado del combustible y de la disponibilidad del reactor. Para una potencia generada próxima a los 600 MW eléctricos, la potencia producida por tonelada de combustible es de unos 20 MW térmicos. La eficiencia neta de la central es de algo más del 30%. La temperatura del refrigerante a la salida de los tubos de presión es de 293 º C, mientras que la temperatura máxima en el combustible es de unos 1500 º C. El número de núcleos físiles de ^{239}Pu formados por fisión de los núcleos físiles presentes en el combustible (el denominado **cociente de conversión**) es de aproximadamente 0.45.

Si se descarta el empleo del uranio natural, es posible utilizar agua liviana como moderador y como refrigerante. El uso del agua, cuyas propiedades físico-químicas han sido tan estudiadas, presenta por eso mismo muchas ventajas. No obstante, posee una tensión de vapor muy elevada por lo cual, para transferirle cantidades significativas de calor y mantenerla en estado líquido es necesario operar con presiones elevadas. Por otro lado el grado en el que absorbe neutrones, mucho mayor que el agua pesada, hace que el enriquecimiento del combustible sea ineludible.

En los reactores de agua presurizada (PWR o RAP) la temperatura promedio del agua en el núcleo es de unos 300 º C y la presión promedio está próxima a los 150 bar (la presión atmosférica es aproximadamente 1 bar). A esta presión el agua no entra en ebullición en el reactor. El vapor se forma en el lado secundario de un intercambiador de calor, denominado generador de vapor, que opera a presiones más bajas. El vapor generado es enviado luego a la turbina. La eficiencia global de una planta generadora de potencia eléctrica con un PWR es de aproximadamente 33%. Para una potencia generada de unos 1200 MW eléctricos, la potencia producida por tonelada de combustibles es de 38 MW térmicos. La temperatura del refrigerante a la salida del reactor es de 332 º C. La máxima temperatura en el combustible es de 1790 º C.
El cociente de conversión es de aproximadamente 0.5, un poco mayor que en el CANDU. Los reactores VVER rusos pertenecen a la rama de reactores civiles de la antigua URSS y son muy similares a los PWR.

En los reactores de agua en ebullición (BWR o RAE), la presión promedio está próxima a los 75 bar, y la temperatura promedio próxima a, aunque algo menor que 300 º C. Entonces una fracción del agua de refrigeración se transforma en vapor en la parte superior del núcleo del reactor, se separa el vapor del agua líquida y el vapor se envía directamente a la turbina. Los reactores de agua en ebullición trabajan pues en ciclo directo: no tienen generador de vapor ni circuito secundario como los reactores de agua presurizada. La eficiencia global de una planta con un BWR es análoga a la que opera con un PWR, pero puede alcanzar, en algunos casos, un 35%.
Para una potencia generada próxima a los 1200 MW eléctricos, la potencia producida por tonelada de combustible es de 26 MW térmicos, debido a lo cual, para una misma

potencia nominal el BWR lleva más combustible y su núcleo es más grande que el de un PWR. La temperatura de salida del refrigerante es de 286 º C. La temperatura máxima en el combustible es de 1830 º C.
El cociente de conversión es aproximadamente igual al de un PWR.
Como el agua utilizada en la parte destinada a la producción de potencia eléctrica (la turbina del grupo turbogenerador y el condensador) ha pasado por el núcleo del reactor, se ha activado y posee en dilución algunos elementos radiactivos, por lo cual en un BWR es necesario blindar las turbinas, los condensadores y todas las tubería y válvulas del circuito generador de vapor.

El combustible de ambos tipos de reactor de agua liviana se encuentra enriquecido entre el 2 y el 5%. (En los ejemplos de PWR y de BWR considerados arriba con el fin de suministrar valores numéricos de algunos de los parámetros del reactor, el enriquecimiento está próximo al 2.5 %). Se presenta en forma de pastillas, apiladas en vainas de una aleación de zirconio, parecidas en ambos casos.

Los reactores RBMK rusos utilizan grafito como moderador, rodeando numerosos tubos de presión verticales con agua liviana como refrigerante. Se forma una fracción de vapor en la parte superior de los tubos. Pertenecen a la rama militar de reactores de la antigua URSS.

Si se abandona el uranio natural como combustible, la tecnología de los reactores térmicos refrigerados a gas helio y moderados con grafito pasa a ser competitiva con la tecnología de los reactores de agua liviana, e incluso la supera ampliamente en varios aspectos importantes. Ahora, pasando al otro extremo del enriquecimiento, se utiliza un combustible mixto de carburo de uranio y óxido de torio, con el ^{235}U enriquecido al 93%. Para una potencia de unos 1200 MW eléctricos, la máxima temperatura en el combustible es de 1400 º C, la temperatura del refrigerante a la salida es de 750 º C, la presión en el recipiente del reactor es de 50 bar, la eficiencia de la planta en su totalidad es de aproximadamente 40 %, la potencia por tonelada de combustible es de 77 MW térmicos y el cociente de conversión es de aproximadamente 0.7. Este tipo de reactor de temperatura elevada y refrigerado a gas se conoce como HTGR.

Como se dijo en el capítulo sobre aspectos históricos, uno de los puntos débiles de la tecnología nuclear energética basada en el uso de neutrones térmicos es el escaso aprovechamiento del combustible: solamente un 1% se utiliza en la producción de potencia térmica, por fisión del ^{235}U o por formación de ^{239}Pu seguida de fisión.
Con la introducción de reactores que regeneran un porcentaje elevado del combustible nuclear, o que incluso pueden producir más combustible que el que consumen, el combustible de base pasa de ser el ^{235}U a ser el ^{238}U o inclusive el ^{232}Th, que son mucho más abundantes. El principal tipo de reactor reproductor de potencia que se ha construido y puesto en funcionamiento funciona con neutrones rápidos refrigerado con sodio líquido y requiere un combustible sensiblemente más enriquecido respecto de los reactores térmicos refrigerados y moderados con agua liviana (alrededor de un 18%). Se conoce como LMFBR.
Los elementos de combustible físil, en base a una mezcla de uranio y plutonio, se encuentran situados en el centro del núcleo, mientras los elementos combustibles fértiles, en base a uranio natural o incluso, empobrecido, se hallan situados en forma de un recubrimiento externo.

En 1986, en Francia, se puso en servicio el Súper-Fénix, suministrando algo menos de 1000 MW eléctricos a la red. En el núcleo había una carga inicial de 5 toneladas de plutonio. Luego de un año de funcionamiento, 800 kg de plutonio se consumieron en los elementos combustibles del centro del núcleo, pero 960 kg de plutonio se produjeron en los elementos situados en el manto fértil. Así, en un año se produjeron 160 kg de plutonio netos: el reactor, al cabo de un año presenta mayor cantidad de combustible que al inicio. Para producir una cantidad adicional igual a la carga inicial se necesitan 31 años.
En 1997 el Súper-Fénix fue definitivamente detenido, en parte por ciertos problemas de estabilidad no del todo resueltos, y principalmente por presión de la opinión pública, preocupada por las consecuencias de un accidente en una máquina que combina sodio con tecnología nuclear.
El prototipo japonés Monju fue detenido por razones análogas. Solo en Rusia continúan operando dos reactores rápidos. El Fénix, precursor del Súper-Fénix, ha sido puesto en operación nuevamente, bajo la responsabilidad de la empresa AREVA, para realizar estudios de transmutación del combustible quemado de las centrales nucleares, con el fin de poner a punto procedimientos para abatir significativamente el tiempo de vida media de los elementos más problemáticos.

9.2 Los circuitos termo-hidráulicos y los ciclos de vapor de las centrales nucleoeléctricas. Generadores de vapor. Los sistemas de refrigeración del núcleo.

Los ciclos de vapor de las centrales nucleares poseen muchas de las características de los ciclos de vapor de las centrales que queman combustibles fósiles. Pero una diferencia de concepto importante es que la fuente de calor debido a las reacciones de fisión es como dijimos un núcleo de combustible localizado físicamente en el interior del recipiente del reactor.
En un tipo de diseño el vapor se produce directamente en el núcleo del reactor mientras que en otros tipos de diseño el calor es transferido por un circuito primario desde el núcleo del reactor hasta un sistema secundario en el que se genera vapor.

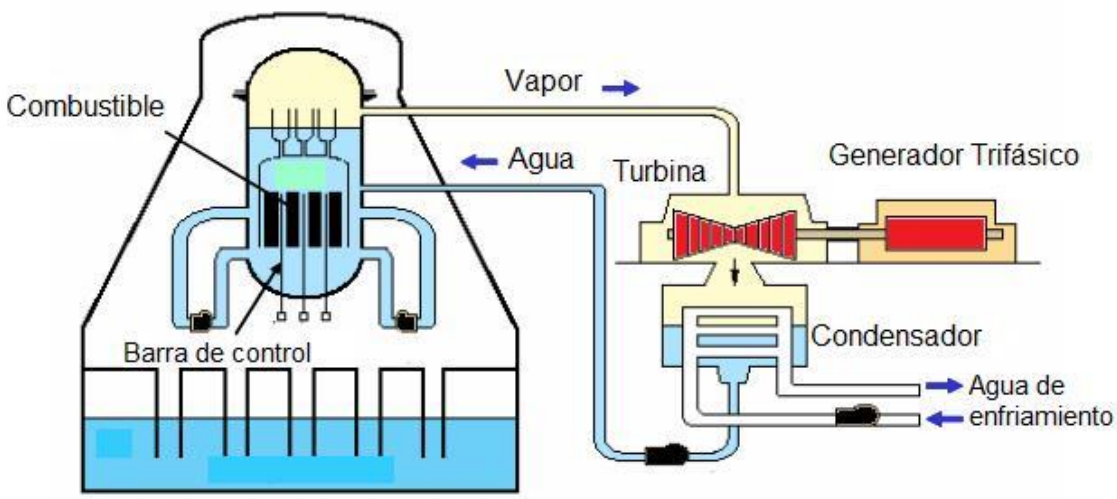

Figura 9.1 – Reactor BWR

La figura 9.1 muestra un dibujo de una central de ciclo de vapor directo, con un único circuito.

Aquí el núcleo del reactor es él mismo generador de vapor. En la parte superior del recipiente de presión se observa una interfase que separa agua, por debajo, y vapor por encima. El núcleo del reactor se encuentra delimitado por arriba y por los costados por una barrera. En la parte superior de la barrera y atravesando la interfase se sitúan los separadores de vapor. El agua separada del vapor se mezcla con el agua que viene del condensador y es reinyectada por la parte inferior del núcleo del reactor para recibir el calor de fisión a medida que asciende por los canales de combustible. Como se ve en la Fig. 9.1 el circuito de recirculación posee sus bombas para mover el líquido, presurizándolo y compensando las pérdidas hidráulicas. Entre el condensador y la entrada del agua de alimentación del reactor hay otra bomba que presuriza el agua.
En los BWR, a diferencia de lo que se observa en los PWR, los canales de combustible se encuentran bien delimitados unos de otros.

Tres de los tipos de reactor con refrigerante a presión: PWR (Reactor con agua liviana presurizada), PHWR (Reactor de agua pesada presurizada) y HTGR (Reactor de temperatura elevada enfriado por gas), emplean un ciclo de vapor con dos circuitos, como muestra la figura 9.2 para un PWR. Allí aparece el **generador de vapor**, que es un intercambiador de calor cuyo fin es el de producir vapor de agua para poner en rotación al grupo turbina- generador.

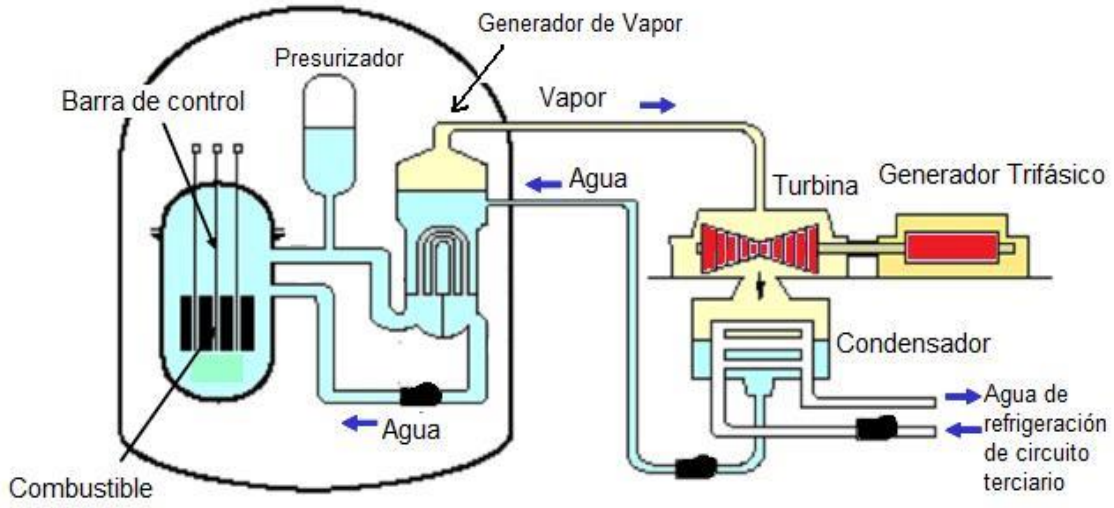

Figura 9.2 – Reactor PWR

El generador de vapor en este concepto de reactor de potencia cumple el mismo rol de fuente de calor que la caldera en las centrales a combustible fósil o el recipiente del reactor en el caso de BWR. La parte del generador de vapor que pertenece al circuito primario consiste en un haz de tubos en U. Estos tubos atraviesan una carcasa que forma parte del circuito secundario, es decir, el circuito de vapor que incluye la turbina y la carcasa del condensador, además de una bomba para mover el fluido presurizándolo y compensando las pérdidas hidráulicas en el circuito, ver Fig. 9.2.
Como su nombre lo indica, el PWR mantiene el agua líquida en su circuito primario gracias a que éste opera a presiones elevadas. Pero pese a las diferencias que poseen, el PWR y el BWR también presentan muchas similitudes por el hecho de utilizar agua ordinaria (liviana) como refrigerante. Se los agrupa como reactores de agua liviana (LWR). El PHWR que opera en base a uranio natural usa agua pesada presurizada como refrigerante primario.

Un mismo núcleo de reactor puede alimentar dos o más circuitos termo-hidráulicos, cada uno con su generador de vapor (si el reactor es un PWR) y su grupo turbogenerador. Así cada VVER original, que es un reactor cuya potencia eléctrica nominal es de 440 MW (eléctricos), posee dos circuitos con dos generadores de vapor y dos grupos turbogeneradores, de 220 MW (eléctricos) cada uno. Otros reactores tienen un mayor número de circuitos de vapor (3,4…).

En todos los reactores, excepto los denominados "de potencia nula" (no es nula, pero es muy pequeña, por ejemplo 100 W), existe un **sistema principal de transporte de calor** desde el núcleo, que funciona siempre que el reactor opere a su potencia nominal o a una fracción significativa de esta (por ejemplo, un 40% o más). Este sistema es el que estuvimos describiendo al considerar los circuitos termo-hidráulicos de los PWR y BWR.
Una vez que la cadena de fisiones se detiene porque el reactor es apagado, los productos radiactivos de fisión continúan decayendo y transmutándose, y producen la así llamada potencia residual. (Fig. 9.3)

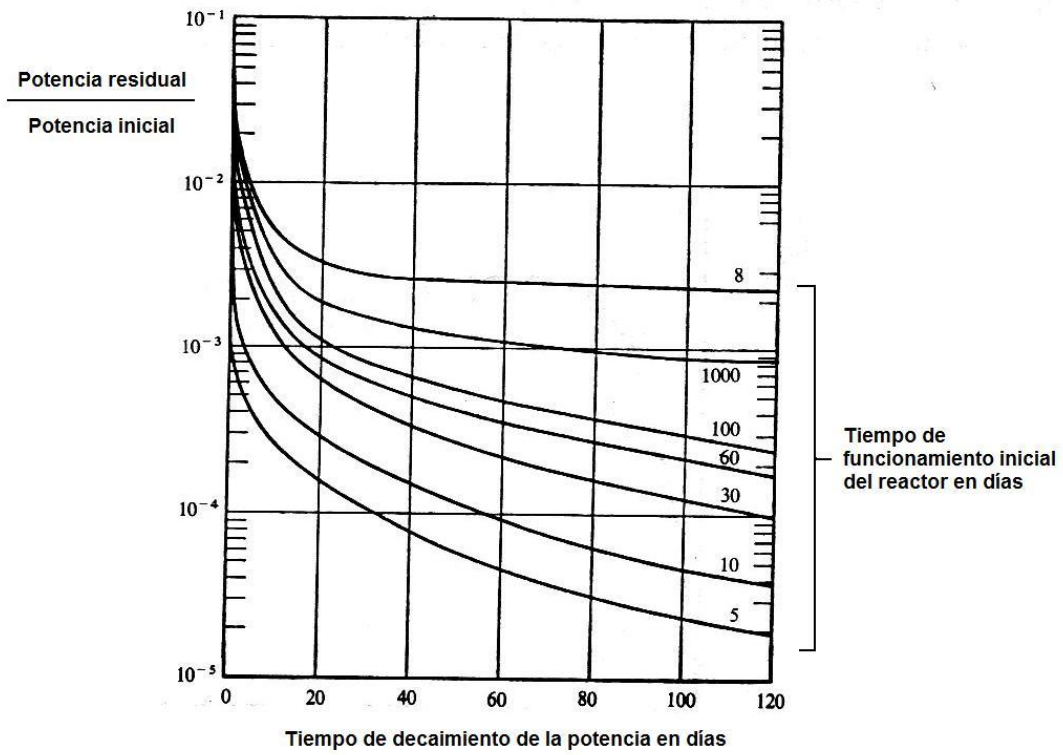

Figura 9.3: Variación del cociente entre la potencia residual y la potencia inicial, en función del tiempo, para un reactor apagado, y para diferentes duraciones del intervalo de tiempo de funcionamiento a partir de la primera puesta a crítico.

Si P_0 es la potencia a la que ha operado un reactor durante un tiempo T_0, entonces la potencia P_d debida al decaimiento de los productos de fisión luego de un tiempo t, a partir del momento en que se ha apagado el reactor, se puede estimar mediante la fórmula:

$$P_d \approx 0.622 \cdot P_0 \cdot \left(t^{-0.2} - \left(T_0 + t\right)^{-0.2}\right) \qquad [1]$$

Esta fórmula, en la cual los tiempos se expresan en segundos, da resultados correctos a menos de un factor 2 entre 10 segundos y 100 horas, siempre en forma conservadora (es decir, sobreestimando la potencia).
En un reactor de potencia que no esté diseñado para evacuar la potencia residual por mecanismos de convección natural, es necesario disponer de un **sistema de refrigeración en parada**. Este es diferente al sistema de refrigeración en operación normal, porque:

(a) La potencia residual es lo bastante pequeña como para no justificar o no permitir el uso de este sistema con sus grandes bombas hidráulicas, tuberías y conexión con el turbo-grupo.
(b) La potencia residual puede ser lo bastante grande como para fundir el núcleo de un reactor no diseñado para refrigerarse por convección natural en parada.

Además, en caso de un accidente de pérdida total o parcial de refrigerante (por rotura de una tubería o recipiente), existe un tercer sistema, denominado **sistema de refrigeración de emergencia** del núcleo, que asegura la evacuación del calor producido mientras dura la fase transitoria de temperatura y potencia que se dispara luego de producido el accidente. Junto con este sistema, se implementa un sistema de rociado de todas las estructuras encerradas en el recinto del reactor, con el fin de mantener allí la presión por debajo de una cota superior, por lo general establecida en 1.5 bar.

Como muestra la figura 9.4, el LMFBR (reactor reproductor rápido con metal líquido) posee un ciclo de vapor con tres circuitos. Dos circuitos de metal líquido (generalmente sodio, pero otros diseños que están siendo considerados ahora con renovado interés contemplan el uso de plomo fundido, o una aleación fundida de plomo-bismuto) y uno de agua liviana.

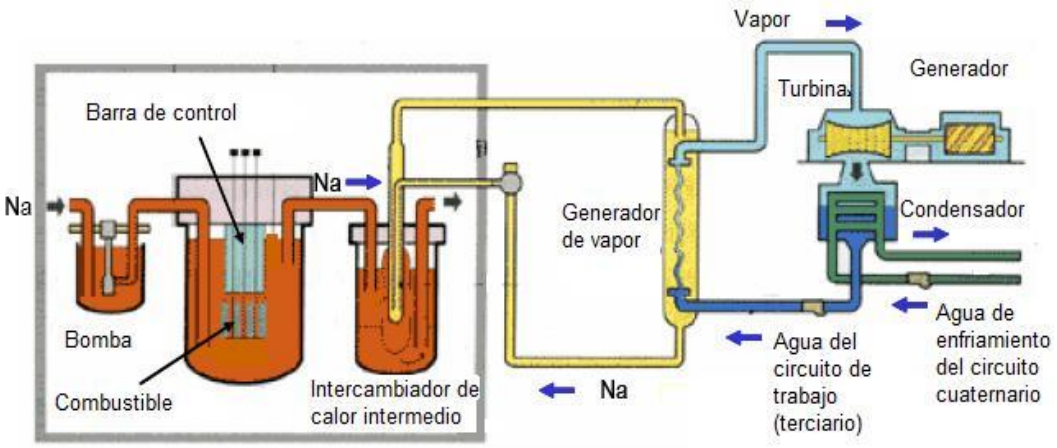

Figura 9.4 – Reactor reproductor rápido refrigerado con metal líquido

Los circuitos primario y secundario de metal líquido se conectan entre sí por un intercambiador de calor intermedio. El circuito de metal líquido secundario se conecta con el circuito terciario de vapor y agua a través de un generador de vapor.
El circuito de metal líquido secundario opera a una presión un poco por encima de la presión en el circuito de metal líquido primario, para impedir la fuga de metal activado desde el circuito primario hacia el secundario en caso de que se pinchen los tubos del intercambiador de calor que vincula desde el punto de vista térmico a estos dos circuitos.

Otros diseños de reactores rápidos emplean gas helio como refrigerante, porque la densidad del gas es baja, no absorbe y casi no modera a los neutrones.

9.3 Los sistemas de una central nuclear

Las centrales de potencia, incluidas las centrales nucleares, presentan un conjunto de sistemas que hacen posible la conversión de la potencia térmica producida en la caldera o en el reactor en potencia eléctrica.
En estos sistemas se implementan numerosas redundancias y se establecen "topologías" de interconexión para maximizar la confiabilidad y la disponibilidad, con un escalonamiento por importancia en relación con la seguridad y la función en la producción de la planta.
Las principales unidades en una central nuclear son las siguientes:

9.3.1 Turbinas y generadores: grupos turbogeneradores

La mayoría de la potencia eléctrica que se genera en el mundo se produce a través de un ciclo de vapor o también, aunque en mucho menor porcentaje, empleando una diferencia de altura de carga hidráulica.
Las centrales que convierten potencia térmica en potencia eléctrica emplean un grupo turbogenerador como mecanismo intermedio. El vapor producido hace trabajo mecánico en una turbina y produce la rotación del eje del grupo.
La turbina de vapor de una central nuclear, igual que las de otras centrales térmicas, posee varias secciones: como mínimo una sección de alta presión y en general dos de baja presión montadas sobre un mismo eje (en tándem). Es una combinación de turbina de impulso con turbina de reacción sobre un mismo eje de rotación.
Cada sección de baja presión posee una salida de fluido exhausto hacia el condensador.
La sección de alta presión posee alabes denominados de impulso, adecuados para recibir vapor a alta presión y temperatura y producir momento mecánico sobre el eje del grupo.
El vapor que abandona la sección de alta presión, ya a una presión y temperaturas considerablemente menores, va a un recalentador. Luego entra en paralelo a las secciones de baja presión, donde interactúa con alabes de reacción, de perfil similar a alas de avión, y añade nuevo momento mecánico al eje.
El control del flujo de vapor que atraviesa las secciones de la turbina se realiza mediante válvulas que estrangulan el flujo y en forma diferida, modificando la cantidad de vapor generado. Otras válvulas se encuentran abiertas en condiciones de operación normal, pero pueden cerrarse en ciertas situaciones de emergencia o en una salida de servicio programada.

El generador convierte en potencia eléctrica trifásica, hasta 1500 MW eléctricos, el trabajo mecánico que se ejerce sobre el eje en rotación. Para una frecuencia de corriente alterna de 50 Hz, en las plantas nucleares se utilizan generadores trifásicos tetra-polares que giran a 1500 revoluciones por minuto y poseen una salida entre 6 y 25 kV. El campo magnético excitador se produce mediante corriente continua que circula por los devanados del rotor. La corriente eléctrica de excitación se puede producir en una máquina externa, siendo transferida mediante un acople de anillos colectores y escobillas, o se puede producir en una máquina montada en el mismo eje del generador y provista de un dispositivo rectificador de la corriente.
Estos grandes alternadores poseen sistemas de refrigeración y lubricación, complejos y muy importantes.

9.3.2 Tuberías, bombas y válvulas.

Las tuberías, bombas y válvulas de regulación de los flujos de fluidos y otros componentes de los circuitos termo-hidráulicos se encuentran en:

(a) El circuito primario, donde el refrigerante pasa por el reactor y se activa (se hace radioactivo) en mayor o menor grado. En los BWR este circuito incluye la turbina y el condensador de vapor. En los PWR incluye al generador de vapor, que en los BWR forma parte del núcleo del reactor.
(b) El circuito secundario, que incluye la turbina y el condensador en los PWR.
(c) El circuito terciario de entrega de calor al ambiente que incluye al condensador y toma agua de refrigeración de un reservorio o usa una torre de enfriamiento.

Las bombas del condensado y de alimentación de agua al reactor son centrífugas, verticales las más grandes y horizontales las medianas o las más pequeñas, y en general movidas por motores eléctricos. Las bombas que se encuentran en el circuito primario, donde el agua se encuentra activada con tritio y contiene algunos radioelementos disueltos, poseen un sistema especial de sellos para evitar pérdidas de fluido.
La potencia consumida por las bombas (en los reactores refrigerados con líquido) o los soplantes (en los reactores refrigerados con gas) se destina a compensar las pérdidas de carga en el circuito. Se la puede estimar multiplicando el flujo de volumen (gasto volumétrico) del refrigerante por la caída de presión correspondiente a la suma de las mencionadas pérdidas de carga en el circuito.
En un PWR las bombas consumen un 1% de la potencia eléctrica producida por la central. En los antiguos reactores de uranio natural, moderados con grafito y refrigerados con gas carbónico, a 30 bar de presión promedio, la potencia consumida en los soplantes y bombas era de un 10% de la potencia eléctrica producida. En los reactores refrigerados a gas helio, de alta temperatura, la presión promedio del gas se eleva a 60 bar y la potencia consumida en compensar las pérdidas de carga disminuye hasta un 4% de la potencia producida.

9.3.3 Condensadores y torres de enfriamiento.

El condensador es un intercambiador de calor muy grande, con numerosos tubos que pertenecen al circuito de la fuente fría (río, lago, aguas costeras) y una carcasa que pertenece al circuito de la turbina. Contribuye a reducir la presión del fluido exhausto a la salida de la última etapa de álabes de la turbina y convierte en agua líquida la totalidad del vapor exhausto que abandona la parte de baja presión de la turbina. Los gases no condensables se remueven del condensado.
En las torres de enfriamiento que se utilizan cuando hay escasez de agua, el circuito que suministra la fuente fría para la condensación del vapor hace re-circular el agua impulsándola a través de la torre. Allí se transforma en gotas que caen y se enfrían contra un flujo de aire natural (en las torres de enfriamiento hiperbólicas, tan típicas en ciertas películas cinematográficas o televisivas) o forzado. Se pierde entre un 3 y un 6% de agua por evaporación.

9.3.4 Sistemas de instrumentación y control. Centro de mando y ordenador central.

En principio un reactor puede aumentar su potencia en un 10% en una escala de varios segundos, en base a la energía calorífica acumulada en el tambor de almacenamiento de vapor de un BWR o en el generador de vapor en un PWR o en un reactor refrigerado

con gas o con metal líquido, o en el refrigerante localizado en el núcleo en todos los tipos de reactor. Esta capacidad se suele medir en segundos de plena potencia que así se pueden obtener, y depende del diseño del núcleo y del generador de vapor.
En general puede ser necesario modificar la potencia entre un 20 y un 100% de la potencia nominal, y para poder hacer esto se dispone de un conjunto de sistemas de instrumentación y control.
Estos sistemas incluyen sensores de los parámetros físicos y químicos de la planta, dentro y fuera del reactor: desde sensores para mediciones del flujo neutrónico en diferentes regiones del núcleo hasta mediciones de la velocidad de rotación del eje del grupo turbina-generador. En el extremo eléctrico de la planta se miden los parámetros eléctricos del generador y de la carga que el generador alimenta. En el extremo nuclear de la planta encontramos las barras de control y un sistema de sensores.
Los sensores se encuentran interconectados con el centro de mando de la central mediante cableado para recepción y envío de señales para los actuadores (elementos motrices de válvulas, bombas, y otros).
En el centro de mando se encuentra un ordenador de control que procesa las señales provenientes de la planta y al que llegan los requerimientos del despacho unificado de carga (despacho que regula el funcionamiento del sistema de generación, transporte y distribución de potencia eléctrica en una red interconectada). El ordenador incluye en su programación, códigos de cálculo numéricos neutrónico-termo-hidráulicos basados en modelos matemáticos del reactor y del resto de los sistemas de la planta nuclear. Esto le permite simular en tiempo real la dinámica de la planta, teniendo en cuenta los requerimientos de potencia eléctrica, enviando entonces señales de corrección cuando sea necesario.
La Fig. 9.5 muestra, en forma sumamente esquemática, el sistema de control de una central nuclear.

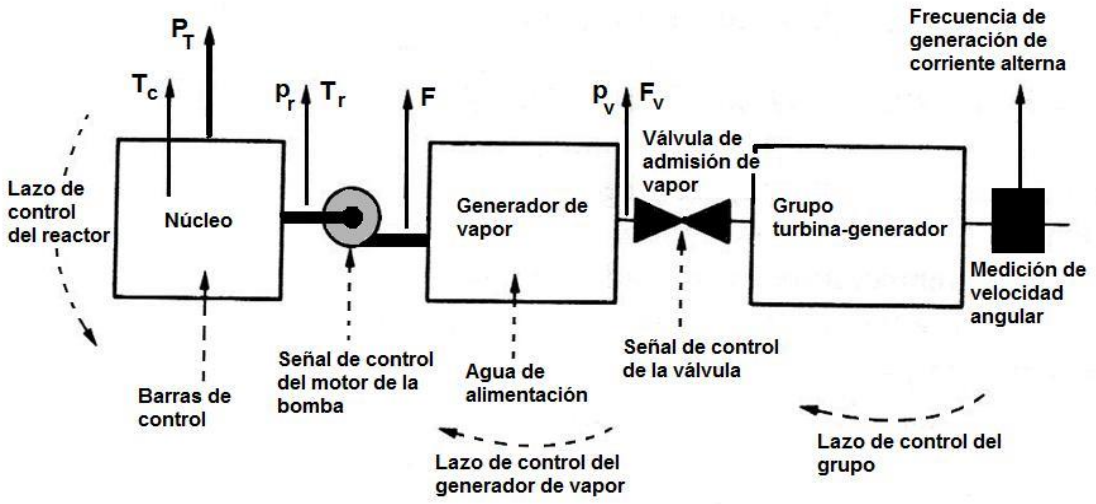

Figura 9.5: Esquema del sistema de control de una central nuclear

En la parte superior de la figura se indican algunas de las variables que se miden, y en la parte inferior se sugieren los lazos de control y los elementos principales sobre los que actúan las señales de mando.
Se miden: la potencia de fisión a través del flujo neutrónico en el núcleo, la temperatura del combustible, las temperaturas y presiones del refrigerante dentro del núcleo, a su entrada y a su salida, el flujo másico de refrigerante, la presión, la temperatura y el flujo del vapor que es enviado a la turbina, las temperaturas y presiones a la entrada de las

secciones de alta y baja presión de la turbina, los niveles de agua en el lado secundario del generador de vapor de un PWR o en el núcleo de un BWR, en el presurizador de un PWR, la velocidad angular del eje común a la turbina y al generador eléctrico, etc.
Los elementos principales sobre los que se aplican señales de control son: las barras de control en el núcleo (para modificar la reactividad y como consecuencia la potencia del reactor), la bomba de circulación del refrigerante del núcleo (para modificar la velocidad de la bomba, variar la temperatura del refrigerante e indirectamente actuar sobre la reactividad), las válvulas que regulan la admisión de vapor a las secciones de alta y de baja presión de la turbina y la válvula que cortocircuita el vapor por una vía paralela a la de la turbina (bypass), la bomba de alimentación del lado secundario del generador de vapor.
La frecuencia de la corriente alterna generada, proporcional a la velocidad angular del eje del grupo turbogenerador, debe mantenerse constante o a lo sumo variar entre estrechos límites. La potencia eléctrica entregada a la red debe satisfacer la demanda dentro de ciertos límites.
En los capítulos sobre dinámica y control de reactores veremos algunos aspectos de la interrelación entre estas y otras variables y su efecto sobre el desempeño de la central.

9.3.5 Sistemas físicoquímicos para procesos auxiliares.

A partir de las señales provenientes de numerosos dispositivos de medición distribuidos en todos los sistemas de la central, diversos sistemas específicos regulan los parámetros fisicoquímicos de los circuitos del reactor y de la central nuclear. Por ejemplo, resinas de intercambio iónico, filtros, sustancias químicas para regular el pH e impedir en parte el deterioro de los materiales sólidos en contacto con el refrigerante del reactor y los fluidos de los demás circuitos de la planta.

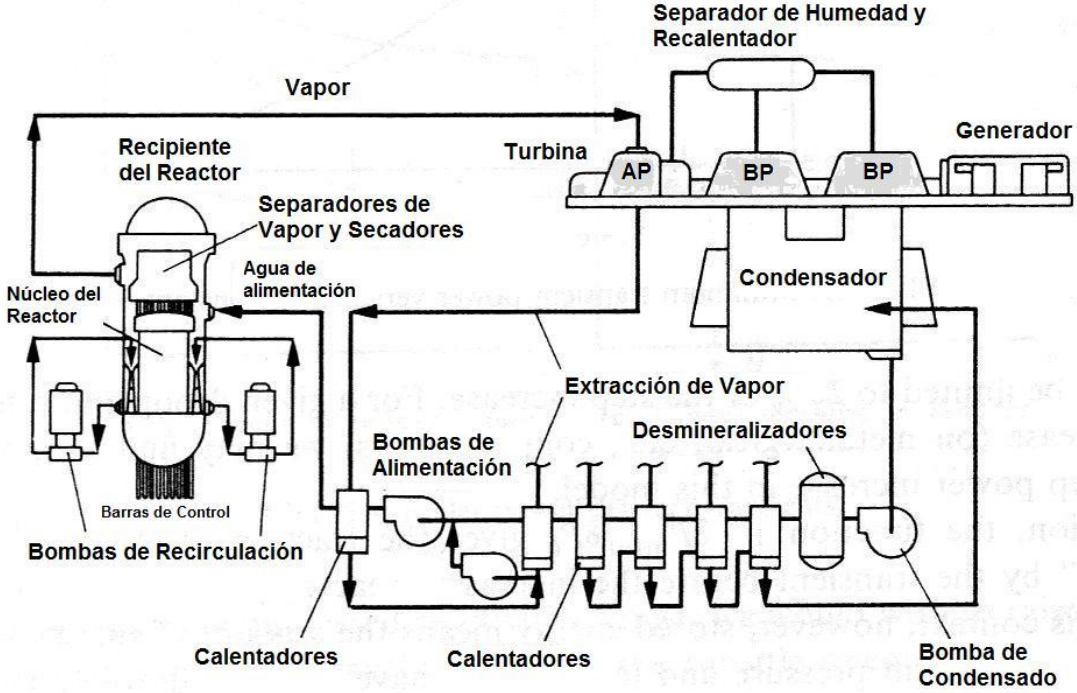

Figura 9.6: Esquema de los circuitos termo-hidráulicos y algunos de los sistemas de una central nuclear basada en un BWR.

Entre los procesos más importantes se encuentran la desmineralización y purificación del agua utilizada como moderador o refrigerante, el enriquecimiento del agua pesada y

los procesos sobre el agua de enfriamiento de componentes y estructuras (por ejemplo, el enfriamiento de los blindajes térmicos del reactor). La Fig. 9.6 muestra un esquema de una planta basada en un BWR donde aparece una unidad para desmineralización del agua a la salida de la bomba que presuriza el agua proveniente del condensador.

9.3.6 Sistemas de suministro de energía eléctrica.

Cada sensor y cada actuador que lo requiera posee un suministro de energía eléctrica, con condiciones escalonadas de seguridad según el sistema al que pertenezca el elemento energizado.

En condiciones de operación normal la energía eléctrica es suministrada por la central misma o por la red (si el reactor se encuentra apagado).

Pero se dispone de varios grupos moto-generadores para una situación de emergencia, en la que se debe apagar el reactor, manteniendo activos determinados sensores y algunos actuadores, y se pasa a utilizar el sistema de refrigeración para evacuar la potencia residual debida al decaimiento de los productos de fisión (se busca que los nuevos reactores puedan hacer esto último por mecanismos de convección natural).

9.3.7 Sistemas anexos al circuito termo-hidráulico primario

En la Fig. 9.7 se puede ver un esquema del circuito primario de un PWR.

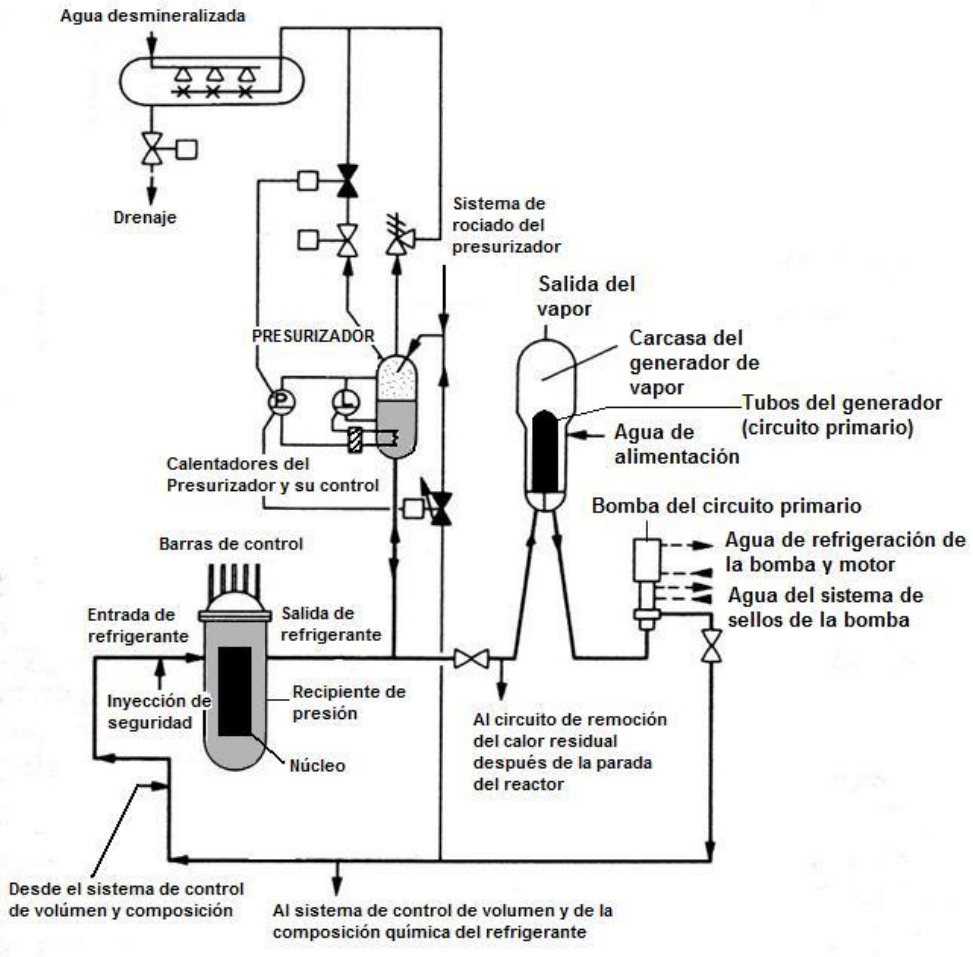

Figura 9.7: Esquema del circuito termo-hidráulico primario y de algunos de los sistemas anexos en una central nuclear basada en un PWR.

Se representa al presurizador junto con sus sistemas de calentamiento y de rociado, que permiten regular la presión en el circuito primario del reactor. Algo más de la mitad inferior del presurizador está ocupado por agua líquida, el resto es vapor a presión. La cantidad de vapor se regula con el sistema de calentamiento y con el sistema de rociado.
Se indican algunos de los sistemas auxiliares de la bomba principal del circuito.
Uno de estos sistemas es el de refrigeración de la bomba en sí y el de refrigeración del motor eléctrico que la impulsa.
El otro sistema está destinado a los sellos de la bomba. Los sellos evitan fugas de agua desde el circuito primario, donde se encuentra a elevada presión y activada por el campo neutrónico, debido a que pasa una y otra vez por el núcleo del reactor.
Se indican también las conexiones con el sistema de regulación del volumen y de la composición química del circuito primario, así como uno de los drenajes del circuito primario.
Finalmente, se indican las conexiones con el sistema de refrigeración cuando el reactor se ha detenido, y con el sistema de seguridad que es capaz de inyectar una solución absorbente de neutrones en forma súbita.

9.3.8 Sistemas de manejo de combustible y sistemas de seguridad.

Los sistemas para el manejo del combustible dentro y fuera del reactor, así como los sistemas de seguridad, como el sistema de refrigeración de emergencia (sección 9.2) e inyección de venenos solubles, y las barras de apagado en condiciones de operación anormales (“scram” del reactor), serán considerados en otros capítulos.

10 Las centrales nucleares de potencia. II: Moderadores y moderación en reactores de potencia. Combustibles, desechos y proliferación

En este capítulo continuaremos la descripción de los reactores nucleares de potencia, abordando nuevamente los moderadores y la moderación, pero ahora introduciendo el poder de moderación, la relación de moderación y el paso de red de un ordenamiento de combustible en un reactor heterogéneo. En seguida volveremos la atención a los combustibles mismos, su composición y las diferencias que presentan según el tipo de reactor. Luego revisaremos el inventario de radionucleidos en el combustible quemado y su radiotoxicidad, para pasar así a considerar los desechos y las formas de gestionarlos. Finalmente veremos la posible conexión entre los combustibles de los reactores nucleares y la así llamada proliferación, incluyendo algunos elementos sobre armas atómicas de fisión.

10.1 Moderadores y moderación en los reactores térmicos de las centrales nucleares: poder de moderación, relación de moderación y paso de red.

Exceptuando el LMFBR, los restantes cuatro tipos de reactores utilizan un material moderador para reducir las energías de los neutrones producidos por la fisión hasta niveles térmicos. Como vimos en la sección 7.2 (moderación de neutrones y fórmula de dos factores), los núcleos de los elementos livianos son los moderadores más efectivos debido a que son capaces de absorber mayor cantidad de energía en cada colisión con un neutrón. En los dos tipos de reactores LWR (BWR y PWR) el agua de refrigeración también sirve como moderador.
El PHWR usa suministros separados de agua pesada para el refrigerante y para el moderador.
El HTGR usa carbono en forma de grafito como moderador.

Pueden ser de interés los siguientes datos sobre los materiales moderadores más comunes, para neutrones térmicos.
El agua liviana posee una densidad de 1.00×10^3 kg/m^3, una longitud promedio de migración neutrónica M de 0.0275 m, un coeficiente de difusión de neutrones D de 1.6 mm y un tiempo promedio de vida, en medio infinito, y hasta la absorción por el moderador l de 2.1×10^{-4} segundos.
El agua pesada posee una densidad de 1.1×10^3 kg/m^3, una longitud promedio de migración neutrónica de 1.00 m, un coeficiente de difusión de neutrones de 8.6 mm y un tiempo promedio de vida, en medio infinito, y hasta la absorción por el moderador l de 0.14 segundos.
El berilio posee una densidad de 1.85×10^3 kg/m^3, una longitud promedio de migración neutrónica de 0.21 m, un coeficiente de difusión de neutrones de 5.4 mm y un tiempo promedio de vida, en medio infinito, y hasta la absorción por el moderador de 3.9×10^{-3} segundos.
El grafito posee una densidad de 1.70×10^3 kg/m^3, una longitud promedio de migración neutrónica de 0.54 m, un coeficiente de difusión de neutrones de 8.6 mm y un tiempo promedio de vida, en medio infinito, y hasta la absorción por el moderador de 1.6×10^{-2} segundos.

Resulta notable la diferencia entre la longitud promedio de migración en el moderador, hasta la absorción en el material, que se observa entre el agua liviana y el agua pesada, y que una de las razones por las que se debe emplear uranio enriquecido cuando el moderador es agua liviana.

Se define el **poder de moderación** de un material multiplicando la pérdida logarítmica promedio ξ de energía de un neutrón en cada colisión, por la sección eficaz macroscópica de dispersión $\Sigma_{d,.e}$ de los neutrones epitérmicos, (que son los que se encuentran en el intervalo de energías en el que se produce el proceso de moderación), para una energía E_e representativa. Para el agua liviana vale 1.28, para el agua pesada 0.18 y para el grafito 0.065. No obstante, la denominada **relación de moderación**, definida como el cociente entre el poder de moderación y la sección eficaz macroscópica de captura no conducente a fisión para neutrones térmicos $\frac{\xi \cdot \Sigma_{d,.e}}{\Sigma_{c,.t}}$**,** tiene en cuenta la interrelación de todos los parámetros asociados con el moderador y como parámetro de resumen es el más significativo: para el agua liviana vale 58, para el agua pesada 21000 y para el grafito 200.
Una consecuencia de esto es que mientras para los PWR y BWR la separación entre los conjuntos de combustible, el así llamado **paso de la red de combustible**, puede ser de un cm, en los PHWR dicha separación es de 20 o 30 cm.
Como el poder de moderación $\xi \cdot \Sigma_{d,.e}$ del agua liviana es mucho mayor, se requiere una distancia mucho menor de ella para moderar los neutrones rápidos, producidos permanentemente en la cadena de fisiones. Si se pone agua liviana en demasía, aumentan las capturas parásitas en ese material y entonces aumenta la masa crítica de combustible. La gran distancia de moderación junto con la baja captura neutrónica en el agua pesada permite separar los conjuntos de combustible introduciendo columnas de ellos en tubos de presión separados entre sí por el moderador. Los motivos que conducen a utilizar tubos de presión en vez de un solo recipiente de presión se expusieron en la sección 9.1 al considerar los reactores CANDU, y se aplican también a los reactores rusos RBMK moderados con grafito.

Contrariamente a lo que ocurre con los reactores térmicos, puesto que los LMFBR se han concebido para funcionar sobre la base de una reacción en cadena que involucra neutrones rápidos, se elige un metal líquido de núcleos relativamente pesados, de modo de minimizar los efectos de moderación sobre los neutrones.
Las altas temperaturas que se alcanzan en el HTGR implican que los neutrones en equilibrio térmico en este reactor posean energías promedio mayores que los otros tipos de reactor térmico (PWR, BWR y PHWR). Sin embargo, aún esas energías térmicas del HTGR son muchísimos menores que las energías promedio que posean los neutrones de un LMFBR.
Un conjunto de problemas que se presentan al usar grafito como moderador es consecuencia del efecto Wigner[33]. A medida que aumenta la fluencia neutrónica (flujo×tiempo) se produce una acumulación de energía que permanece enmascarada, crecen los granos de microestructura del material y se modifican las dimensiones. La liberación intempestiva de la energía enmascarada produce un aumento de temperatura que puede ser muy grande en reactores que funcionan a baja temperatura, como los

[33] El efecto Wigner es el desplazamiento de un átomo o molécula de una estructura cristalina, producido por colisiones con neutrones.

antiguos reactores ingleses refrigerados a gas. De hecho, junto con una combinación compleja de dilataciones y densificaciones térmicas, diferentes según la dirección debido a la anisotropía del grafito, esta liberación de energía tuvo mucho que ver con uno de los primeros accidentes con reactores, el de Windscale.
La energía enmascarada disminuye mucho en el caso de los reactores refrigerados con gas y de temperatura elevada, pero los efectos de dilatación y densificación térmica serían catastróficos si se utilizara grafito ordinario. Por este motivo se han puesto a punto formas de grafito de comportamiento isótropo y alta densidad, con granos redondos que se densifican pero no crecen a medida que la fluencia neutrónica aumenta.

10.2 Los combustibles nucleares de los reactores de potencia

El diseño del combustible utilizado en los reactores de potencia presenta variaciones tan significativas como el diseño del moderador. Por lo pronto en algunos reactores el combustible y el moderador se integran en una misma unidad, mientras que en otros reactores están separados por completo.
Pero en todos los casos el diseño del combustible busca minimizar el riesgo de liberación hacia el ambiente de los elementos radioactivos creados por las reacciones de fisión incluyendo sucesivas transmutaciones nucleares que se producen a partir de los fragmentos de fisión. A partir de este requerimiento se ha desarrollado el concepto de contención por múltiples barreras.

- La primera barrera son las partículas de combustible mismas, diseñadas para alcanzar un nivel elevado de retención de los productos de fisión.
- La segunda barrera es una cápsula que envuelve al combustible y es capaz de impedir la salida de los productos de fisión.
- La tercera barrera es el recipiente o los tubos de presión del reactor y las paredes de los conductos y otros elementos del circuito primario del reactor.
- Una cuarta y quinta barrera, situadas por fuera del recipiente del reactor y del circuito primario, constituyen la línea final de defensa contra una liberación de radioactividad producida por un accidente asociado a la operación del reactor o contra un impacto externo significativo que si no es detenido, podría dañar la tercer barrera de contención.

Como el dióxido de uranio (UO_2) y el carburo de uranio (UC) son materiales sólidos cerámicos relativamente densos, en los que los productos de fisión difunden con dificultad, se los utiliza a menudo como primera barrera de contención, fabricando con ellos los elementos combustibles (pequeños cilindros o esferas). Los elementos combustibles se encapsulan en tubos metálicos o se revisten de capas de otros materiales para constituir la segunda barrera de confinamiento.

El ensamblado del combustible para los dos tipos de reactores de agua liviana (BWR y PWR) es muy parecido (Fig.10.1).
Se fabrican pequeños cilindros de óxido de uranio ligeramente enriquecido (pastillas). Se les produce una concavidad en cada una de sus caras planas para compensar los efectos de la dilatación térmica diferencial (mayor en el eje de la pastilla porque entre el eje y la cara curva de la pastilla hay diferencias muy significativas de temperatura, más de 1000 º C en distancias del orden de 0.5 cm) y el aumento de volumen que se produce debido al quemado del combustible (red de microfisuras y huecos que destruyen la estructura original del material cerámico y se llenan de gases de fisión).

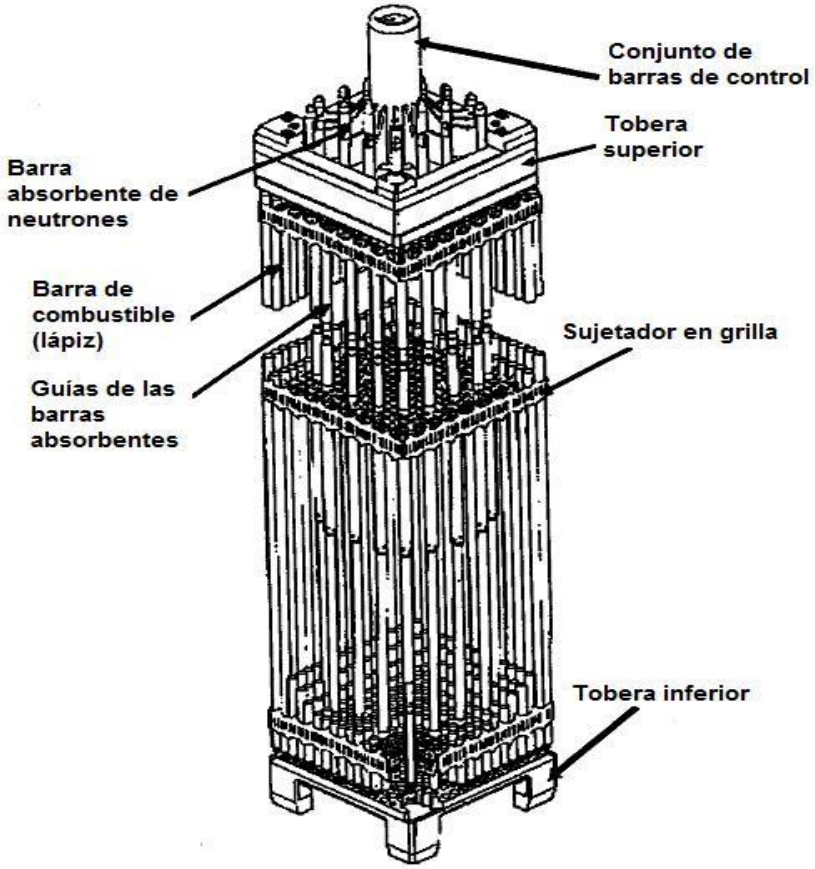

Figura 10.1: Elemento combustible de un reactor de agua liviana

Las pastillas (pellets) se cargan en el interior de tubos largos de una aleación de zirconio o acero inoxidable y de pared delgada, para producir barras de combustible (a menudo llamadas lápices o varillas). Los tubos están sellados en sus partes superior e inferior. En la parte superior se deja un espacio abierto para alojar los gases generados durante el proceso de fisión. Este espacio es atravesado por el espiral de un resorte que aprieta, con un espaciador interpuesto, desde arriba, a la columna de pastillas de combustible.
Un ordenamiento rectangular de barras combustibles paralelas entre sí constituye un haz de combustible, ensamblado o conjunto de combustible. Los conjuntos de combustible se ordenan, mediante elementos estructurales internos al núcleo, formando aproximadamente un cilindro circular recto. Las dimensiones de este cilindro se eligen de modo de maximizar la relación volumen/superficie y así minimizar las fugas de neutrones. En general esto se logra ordenando los elementos combustibles de tal forma que la altura activa de los lápices (la altura de la columna de pastillas) sea aproximadamente igual al diámetro del cilindro formado por los elementos combustibles, excluyendo los elementos estructurales que se encuentran por afuera y el material reflector.

Un núcleo representativo de un PWR de 1200 MW (eléctricos) podría estar formado por entre 200 y 250 conjuntos de combustible, cada uno con un peso de 500 o 600 kg, tendría un diámetro de 3.5 m, una altura de 5 m y un peso total cercano a las 160 toneladas.

En el caso de los reactores refrigerados por gas, las unidades de combustible básicas son pequeñas esferas de carburo de uranio o carburo de torio rodeados de varias capas de

revestimiento (micro- esferas de radio inferior a 1mm). Para facilitar los procesos de reprocesamiento del combustible en general se producen por separado partículas físiles y partículas fértiles. Luego se usa un pegamento hecho de una resina de grafito para formar barras combustibles a partir de aglomerar las microesferas. El combustible y el moderador van juntos en barras. Las barras van incluidas en bloques hexagonales de grafito que poseen un canal central para el flujo del gas de refrigeración y para el combustible. Los bloques periféricos forman un reflector de neutrones. Los bloques hexagonales se pueden disponer en arreglos muy compactos. En los HTGR el combustible y el moderador se incorporan en el mismo elemento (no aparecen barras de combustible propiamente dichas), consistente en un bloque hexagonal de, por ejemplo, 35 cm de lado y 80 cm de altura, con numerosos agujeros pasantes para el gas refrigerante. A diferencia de los PWR y BWR, en los que el líquido refrigerante asciende verticalmente por el núcleo para transportar el calor de fisión, en los HTGR actuales el gas refrigerante desciende verticalmente a través del núcleo para cumplir la misma función.

Puesto que la fisión de casi cualquier núcleo que fisiona produce unos 200 MeV, para producir 1 TW-h de energía calorífica (es decir, 10^6 MW-h) se consumen unos 46 kg de material físil. (La masa de combustible que corresponde a estos 46 kg es, por supuesto, mucho mayor, dependiendo del grado de enriquecimiento). Un reactor de 1000MW eléctricos, con un 33% de eficiencia en la conversión de la potencia de fisión en potencia eléctrica y que funciona un 70% del tiempo, produce 18 TW-h durante un año, y consume aproximadamente 855 kg de material físil para producir esa cantidad de energía. A partir de esa masa se forma una masa de productos de fisión (la casi totalidad de esa masa). También a partir de ella (apenas un poco), pero sobre todo a partir del resto de la masa del combustible, se forman nuevos elementos por transmutación.

Resultan interesantes los siguientes datos, correspondientes a un reactor térmico de agua liviana de 1000MW de potencia eléctrica. El **inventario radioactivo** del núcleo una vez alcanzado un grado de quemado de equilibrio que se ha prestablecido, puede ser de aproximadamente $\mathbf{4\times10^{19}}$**Bq**. Supongamos que una vez por año se retiran los elementos combustibles que han alcanzado ya el grado de quemado previsto. Como unidad de actividad, con fines de comparación y para expresar la evolución de la actividad a medida que transcurre el tiempo, emplearemos en este caso 10^{15} Bq.
En el momento en que el combustible es retirado del núcleo del reactor, la actividad de los productos de fisión es de **15000** unidades, la actividad debida a los actínidos (productos de transmutación con números atómicos comprendidos entre 89 y 103) es de **4500**, la actividad de los tubos de aleación que contienen las pastillas del combustible es de **16**, y la actividad total es de **19500** unidades de 10^{15}Bq.
A los **seis meses** las actividades correspondientes son **480**, **16.5**, y **3.7**, totalizando **500** unidades de 10^{15}Bq.
A los **diez años** son **37**, **9.5**, y **0.4**, totalizando **47** unidades de 10^{15}Bq.
A los **300 años** son, aproximadamente $\mathbf{4\times10^{-4}}$, **2** y casi **0**, totalizando **2** unidades de 10^{15}Bq.
Examinando estos valores se comprende el motivo por el cual el combustible usado se deja enfriar de 3 a 5 años en unas piletas con agua especiales al lado de la central, antes de ser reprocesado o desechado.
En base a los datos presentados anteriormente, cuando se descarga el combustible quemado de un reactor, la mayor parte de la radioactividad se encuentra en los productos de fisión. Para un reactor promedio, de agua presurizada, de 1000MW

eléctricos, que funciona un 70% del tiempo (es decir, con un factor de carga del 70%), y consume 1.2 toneladas de combustible enriquecido al 3.5%, la producción anual de productos de fisión **de períodos medios y largos**, por año y por reactor es:

^{93}**Zr**, período 1.5×10^{6} años, 17 kg	^{99}**Tc**, período 2.1×10^{5} años, 20 kg
^{107}**Pd**, período 6.5×10^{6} años, 5 kg	^{129} **I**, período 1.6×10^{7} años, 4.3 kg
^{135}**Cs**, período 30 años, 8.5 kg	^{90}**Sr**, período 28 años, 11.6 kg
^{137}**Cs**, período 30 años, 27 kg	

En el combustible inmerso en el campo neutrónico del núcleo de un reactor ocurren, además de reacciones de fisión, muchas otras reacciones nucleares. A partir de capturas de neutrones no conducentes a fisión, combinadas por procesos de desintegración beta se producen numerosas transmutaciones. Así se forman los denominados actínidos mayoritarios (uranios y plutonios) y los actínidos minoritarios (neptunio, americios y curios), colectivamente conocidos como elementos trans-uránidos.
Para el mismo reactor de 1000MW eléctricos y el mismo factor de carga se producen:
100 kg de **uranio** con número de masa 236
9.7 kg de **neptunio** con número de masa 237
232 kg de **plutonios** con números de masa comprendidos entre 238 y 242
7.3 kg de **americios** con números de masa comprendidos entre 241 y 243
0.6 kg de **curios** con números de masa comprendidos entre 243 y 245

No obstante, la masa de los materiales radioactivos, ya sean productos de fisión, ya sean actínidos, no es en si misma una indicación de su importancia como posibles contaminantes.
La Fig.10.2 muestra la evolución de las radiotoxicidades de diferentes radioisótopos o grupos de radioisótopos durante un millón de años. Tanto las abscisas como las ordenadas aparecen en escala logarítmica.

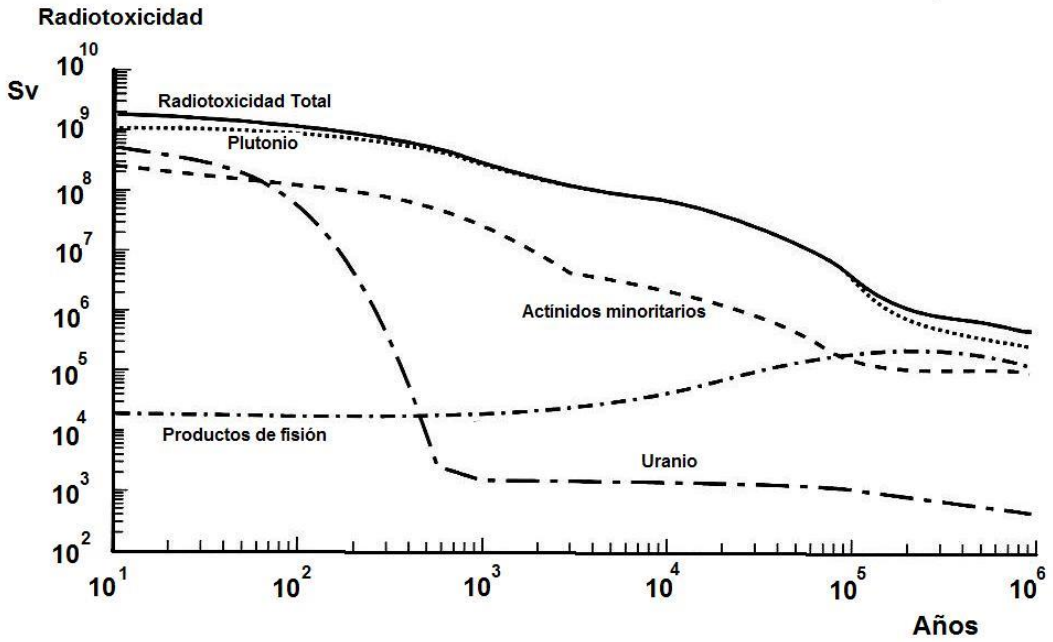

Figura 10.2: Evolución de las radiotoxicidades de los productos de fisión, de los actínidos y total, de un combustible que fue utilizado en producir 1 TW-h de energía eléctrica en un reactor PWR

Pensando fundamentalmente en las consecuencias para la salud humana, se introduce la radiotoxicidad de cada isótopo, teniendo en cuenta su radioactividad, su modalidad de desintegración y su comportamiento desde el punto de vista de la biología humana. Desde el punto de vista fisiológico se tienen en cuenta el período biológico del radioisótopo (introducido en la sección 4.2 sobre protección radiológica), el factor de ingestión que es la fracción de radioisótopo que atraviesa la pared intestinal y pasa a la sangre (en caso de que el isótopo sea ingerido y no inhalado), la importancia relativa del o de los órganos afectados, y otros parámetros. Teniendo todo esto en cuenta se define un factor de dosis, expresado en Sieverts por Becquerel, que se toma como una medida única y representativa de la radiotoxicidad del isótopo considerado.

La preocupación mayor, reflejada en la construcción de la Fig.10.2, es la constituida por los efectos radiotóxicos a largo plazo, digamos después de los 100 años de retirado un combustible quemado de un reactor, por el progresivo debilitamiento del control sobre la situación que se podría producir y el aumento consiguiente de la incertidumbre sobre lo que pueda ocurrir.
En ese caso se admite que la única vía probable de contaminación es la ingestión y que el único mecanismo de irradiación es por desintegración alfa de los radioisótopos de períodos largos, puesto que la actividad de los demás se habrá reducido mucho. Si se supone que los radioisótopos se encuentran almacenados bajo tierra, como se plantea en una de las soluciones para los desechos que se verá en la próxima sección, entonces solo podrían llegar a contaminar a las personas si son transportados por el agua subterránea hasta contaminar acuíferos utilizados para consumo humano. Pero en ese caso serían incorporados por ingestión de agua contaminada. El factor de dosis por irradiación mediante partículas alfa está próximo, para todos los radioisótopos que las emiten, a 2×10^{-7} Sv/Bq. Teniendo en cuenta lo visto en la sección 4.1 sobre la interacción de las partículas alfa con la materia, este factor de dosis corresponde exclusivamente a procesos de irradiación interna muy localizada.
De la observación de la evolución de la radiotoxicidad con el paso del tiempo, se advierte que el problema principal lo plantean los isótopos de plutonio, puesto que concentran la casi totalidad de la radiotoxicidad del combustible durante todo el millón de años. Después vienen los actínidos minoritarios y los productos de fisión de vida larga (que incluso aumentan su importancia relativa en el muy largo plazo).
Las estrategias, actualmente en fase de investigación y desarrollo, destinadas a implementar en gran escala y en un futuro próximo, procesos de transmutación e incineración de productos de fisión y de actínidos, para producir radioisótopos de períodos lo bastante cortos como para que en unos 300 años o poco más esos radioisótopos dejen de ser un problema serio, deben entonces tener como primer objetivo la eliminación de los plutonios.

10.3 Los desechos de la industria nuclear

Desde la etapa de minería, pasando por la fabricación y el uso del combustible, hasta su disposición final, se generan desechos[34]. Durante un tiempo la cuestión de los desechos de la industria nuclear civil se consideró como de importancia secundaria, debido a que

[34] De hecho, toda industria genera residuos. La industria nuclear, tanto civil como militar, no escapa a esta regla. Los residuos de la industria nuclear son denominados desechos en la jerga técnica de dicha industria.

los volúmenes anuales generados son pequeños en comparación con los producidos por otras actividades industriales. Posiblemente este relativo desinterés durante los primeros tiempos se haya debido al siguiente hecho: por cada metro cúbico de residuos radioactivos de todo tipo, se producen 100 metros cúbicos de residuos industriales tóxicos de todo tipo y 10000 metros cúbicos de residuos industriales totales. De ese metro cúbico de residuos radioactivos, menos de una décima parte son los denominados residuos de alta actividad, que pueden constituir un serio problema desde el punto de vista ambiental.
Pero la percepción sobre la gravedad de la situación pronto cambió, acompañando la evolución de los conocimientos en ciencias ambientales y la preocupación creciente acerca del deterioro del ambiente como consecuencia de las actividades humanas.
La necesidad de disponer de soluciones técnicas probadas, de las que se pueda razonablemente esperar que continúen siendo efectivas a muy largo plazo (para poder contemplar la parte de los desechos radioactivos formados por nucleídos de vidas medias muy extensas), y que además sean aceptadas por la gente, se ha transformado en una condición necesaria para continuar con los programas de generación núcleo-eléctrica.
Dos tipos de solución, ya técnicamente factibles, se han propuesto:

(a) no reprocesar el combustible usado y almacenarlo en un recinto de confinamiento construido en estratos geológicos profundos y estables (esta solución es la escogida por USA).

(b) reprocesar el combustible para extraer los componentes todavía utilizables, y reducir así el volumen de residuos (esta solución es la que está poniendo en práctica Francia, que acondiciona el pequeño residuo no utilizable integrándolo en una matriz vítrea fácil de almacenar).

Con el fin de adquirir una idea general de cómo están las cosas, por un lado, y de cómo podrían llegar a estar relativamente pronto por el otro, consideremos un reactor de agua presurizada, que es el caso mayoritario, actualmente. Supongamos que es un reactor situado en USA, de modo que no se reprocesa el combustible. El cociente de la energía producida a la masa fisionada es, como vimos, 1 M W día por gramo de combustible. La fabricación de 1 gramo de combustible enriquecido al 3.5 % en ^{235}U exige trabajar con 5.4 gramos de uranio natural. Para un quemado final normal de 33000 M W día por tonelada de combustible, por cada tonelada de combustible se fisiona una masa de 33 kilogramos. Entonces el factor de utilización de las reservas de uranio natural en semejante reactor se puede estimar haciendo el cociente entre las masas de ^{235}U fisionada y la masa de uranio natural requerida para producirla (5.4 toneladas): ¡¡¡da 0.6 %!!! El aporte del reprocesamiento, como el que se efectúa en Francia, permite utilizar óxidos mixtos de plutonio y uranio (MOX) y mejora un poco las cosas, pero no mucho, puesto que el factor de utilización permanece próximo al 1%. Así están las cosas actualmente, en cuanto a la utilización de los recursos naturales de uranio.
No obstante, ya se han estudiado e implementado en la práctica reactores que convierten los elementos fértiles del combustible en elementos físiles en cantidades significativas (todo reactor que tenga elementos fértiles convierte siempre algunos núcleos fértiles en físiles, la cuestión está en si esta conversión es o no significativa). En particular, los reactores reproductores producen más combustible que el que consumen, por lo cual, si se implementan las plantas de generación nucleoeléctrica (como el Súper Fénix en

Francia), con estos reactores el problema de los residuos se plantearía en otros términos y tendría menor importancia.

10.4 El problema de la proliferación

Otro problema que se plantea a propósito de los combustibles nucleares y su gestión, es denominado **proliferación**.
Cuando la fisión nuclear fue descubierta en Alemania, por Hahn y Strassmann, en diciembre de 1938, las posibilidades que abría una reacción de fisión en cadena fueron comprendidas de inmediato por algunos de los más conspicuos físicos y químicos en aquel entonces, tanto en Europa como en Norteamérica y en Japón.
Controlada, se tendría una "caldera nuclear" para sustituir a las calderas a llama en las centrales generadoras de potencia eléctrica.
Descontrolada, se tendría un explosivo mucho más poderoso que los conocidos hasta ese momento, al que se denominó bomba atómica de fisión o bomba A.
Una bomba de fisión efectiva requiere un valor del factor de multiplicación del combustible muy elevado. Esto a su vez requiere un material enriquecido en 235-U o en 239-Pu en un grado muy elevado (más del 90%), aunque se pueden obtener explosivos menos efectivos, pero con un grado menor de enriquecimiento.

Para obtener materiales aptos para producir armas hay dos caminos practicables:
(a) Construir reactores nucleares con un combustible apropiado (reactores plutonígeros), gestionar adecuadamente el quemado de ese combustible, y utilizar una planta de reprocesamiento para separar por medios químicos el Plutonio producido. La bomba experimental "Trinidad", explotada el 16 de julio de 1945 fue obtenida de esta forma por el programa nuclear militar de USA.
(b)Enriquecer uranio en 235-U en plantas de enriquecimiento del uranio natural.
Como vimos en la sección 6.5, las primeras fueron de difusión gaseosa, enormes y extremadamente demandantes en su consumo de energía. Luego se construyeron plantas en base a centrífugas, y finalmente se puso a punto un método óptico de enriquecimiento usando luz láser. La bomba "Niño pequeño" arrojada sobre Hiroshima el 6 de agosto de 1945, fue obtenida enriqueciendo uranio por difusión gaseosa.

De lo expuesto se desprende que un reactor nuclear de fisión, si no se toman ciertas precauciones durante su diseño, construcción y operación, es potencialmente utilizable como productor de Plutonio para uso militar. Su efectividad como tal puede variar mucho, pero es perfectamente posible combinar la tarea de generación de energía eléctrica con la de producir Plutonio para bombas A.

Por otra parte, una facilidad de enriquecimiento que utilice una secuencia de procesos capaces de superar el 20% de enriquecimiento del combustible, e incluso llegar al 90% como puede ser adecuado si se quiere un reactor de núcleo muy compacto (para propulsión), podría usarse también con fines militares. Esto explica la preocupación con los reactores nucleares, por un lado, y con los procesos de enriquecimiento de combustible por el otro. Conduce al problema de la proliferación de las armas nucleares y a las salvaguardias, medidas tendientes a impedir o entorpecer posibles procesos de proliferación.

Las armas nucleares se pueden clasificar en cuatro categorías[35]. Las primeras dos categorías comprenden las bombas de fisión (bombas A) y de fusión (bombas H). Las armas de fusión, mucho más potentes, requieren de la explosión de una bomba de fisión, por lo cual para fabricar una es necesario dominar previamente la tecnología militar de fisión.

Las armas de fisión se pueden basar en dos procedimientos: la aproximación y la implosión.

Las armas de aproximación consisten en dos mitades (semiesferas) de uranio-235 que ocupan los extremos opuestos de un tubo, y que separadas son subcríticas. La explosión de explosivos químicos lanza una mitad contra la otra, produciendo un conjunto supercrítico que genera una explosión nuclear. No necesita de ensayos previos, pero solo se puede fabricar con uranio y su potencia se encuentra bastante limitada.

Si se utiliza uranio con más del 90% de enriquecimiento, se precisan unos 25 kg para hacer una bomba (la masa crítica de una esfera compacta de uranio-235 metálico es de unos 22.8 kg). Pero al parecer es posible utilizar con fines militares uranio con más del 20% de enriquecimiento. Por este motivo el Organismo de Energía Atómica de Naciones Unidas establece un umbral del 20% en relación con los procesos de enriquecimiento. Los procesos que llevados al límite (iterados al infinito) se mantienen por debajo del 20% se consideran procesos de uso exclusivamente civil y su desarrollo puede ser apoyado por ese organismo. Los que superan ese límite se consideran procesos con un uso militar potencial, y su desarrollo no es apoyado.

Por su parte, el plutonio-239 posee una masa crítica mucho menor que la del uranio-235. Con la técnica de implosión y 8 kg de plutonio-239 se puede fabricar una bomba de fisión efectiva. En este caso, una esfera hueca de plutonio que es subcrítica, se rodea de explosivos químicos que se hacen explotar en forma simultánea. La explosión transforma la esfera hueca en una esfera compacta super-crítica, dando origen a una explosión nuclear.

El plutonio se considera de calidad militar cuando su grado de enriquecimiento en plutonio-239 supera el 99%. Si se extrae plutonio por métodos químicos a partir del combustible quemado de una central nuclear, el resultado es plutonio por debajo del nivel de calidad militar. Los demás isótopos del plutonio desmejoran la calidad del explosivo. En particular, el plutonio-240 es muy peligroso porque presenta una tasa de fisión espontánea lo suficientemente elevada como para impedir el armado de una bomba efectiva. Entonces se debe recurrir a métodos de separación físicos, análogos a los que se describieron en la sección 6.5.

El uranio-233, obtenido a partir de torio-232 por absorción de un neutrón, puede ser utilizado para fabricar una bomba A. Si bien no presenta el problema de fisión espontánea que presenta el plutonio, se acompaña de un 1% de uranio-232.
Este isótopo sufre una secuencia de seis desintegraciones alfa, transformándose en talio-208. Este último es un potente emisor de rayos gamma, de tal forma que al cabo de dos años el material de uranio-233 para el armado de una bomba emite, a un metro de distancia y en un intervalo de tiempo de veinte minutos, una dosis letal de radiación.

[35] Las tres primeras están ya implementadas y la cuarta está en desarrollo. Una descripción breve y cualitativa se puede ver en el Apéndice, sección 18.2.

Es peligroso de manipular y fácil de detectar si no se cuenta con el blindaje adecuado.

La Fig. 10.3 muestra un esquema de una bomba A de implosión del tipo que podría ser desarrollado por un grupo terrorista o por un país periférico, si contara con los medios técnicos y económicos.

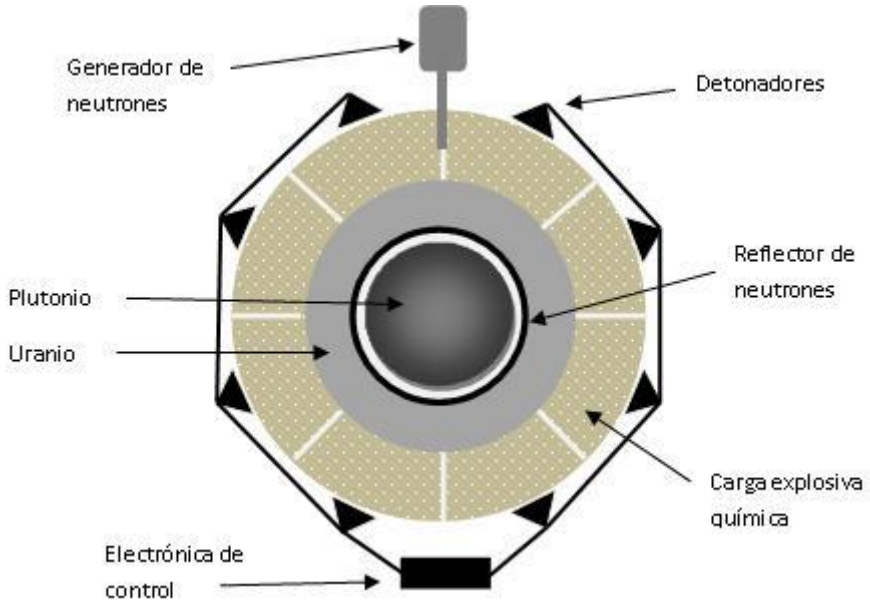

Figura 10.3: Bomba A de plutonio, rudimentaria

Además de un corazón de plutonio rodeado por un reflector de neutrones de berilio, posee una cáscara de uranio que ayuda al proceso de concentración del plutonio cuando se produce la implosión por explosivos químicos que rodean el explosivo nuclear, y una fuente de neutrones a base de deuterio y tritio que da comienzo a la explosión nuclear propiamente dicha en el instante en que se desea.

Para obtener una explosión potente la explosión química de la totalidad del material dispuesto a ese efecto debe estar muy bien sincronizada. Por este motivo la calidad del equipo electrónico de sincronización es un elemento clave, además de la calidad del combustible nuclear. Se necesitan ciertos conocimientos sobre detonaciones, cálculos neutrónicos, metalurgia y cálculo mecánico de estructuras, pero todos ellos se encuentran en la literatura no clasificada.

Entonces el mayor esfuerzo para impedir la proliferación se concentra en el combustible nuclear: en controlar el empleo de los procesos de enriquecimiento y en impedir la derivación de material potencialmente utilizable con fines militares, a partir del reprocesamiento del combustible.
Desde el punto de vista económico, el generador de neutrones, el reflector, los explosivos químicos, la electrónica de seguridad y control de la bomba, así como los materiales estructurales se consiguen sin dificultad y a un costo razonable en los países centrales, donde cada uno por separado se utiliza para otros fines.
El problema mayor es obtener o producir el explosivo nuclear.

11 Las centrales nucleares de potencia. III: Modelos térmicos estacionarios.

"Lo simple es falso y lo que no es simple no es útil"
(Afirmación de Paul Valéry, recordada a menudo por los fundadores del grupo de trazadores del Centro Atómico de Grenoble, a propósito del empleo, las más de las veces ineludible, de modelos matemáticos en tecnología de trazadores en la industria y el ambiente).

En este capítulo estudiaremos los procesos de transporte del calor de fisión producido en el núcleo del reactor, la generación de vapor y la operación del grupo turbo-generador, desde un punto de vista cuantitativo, empleando modelos matemáticos simples.
La descripción de los sistemas de la planta de potencia externos al reactor (el generador de vapor cuando no está integrado en el reactor, las bombas, el condensador, los circuitos de fluidos, la turbina y el generador eléctrico) y la cuantificación de su eficiencia se hará desde un punto de vista termodinámico global.
Los aspectos de termo-hidráulica asociada al reactor mismo se considerarán con un poco de mayor detalle, introduciendo varios parámetros de importancia para el diseño y la operación, pero siempre de manera muy simplificada.

Comencemos con un ejemplo de estimación gruesa de las dimensiones de un núcleo de PWR, un poco artificial y demasiado simplificado, por cierto, pero que me parece puede ser conveniente para aproximarnos al tema de los modelos térmicos sin perder la necesaria perspectiva global sobre el reactor nuclear.

11.1 Estimación de las dimensiones de un núcleo de un PWR a partir de consideraciones de transferencia de calor en estado estacionario

Veamos cómo es posible una estimación grosera de las dimensiones del núcleo de un reactor tipo PWR (el más común en la generación núcleo-eléctrica con fines comerciales) a partir de suponer que se encuentra en estado estacionario, establecer la potencia térmica que debe producir e introducir algunas hipótesis sobre la geometría del combustible, el transporte de calor del combustible al refrigerante y la cantidad de moderador necesario para un reactor de este tipo.

Supondremos que en estado de régimen puede producir 3000 MW térmicos.
Las pastillas de combustible se encuentran apiladas formando cilindros encerrados en un tubo de aleación largo y delgado de una aleación de zirconio (zircalloy), cerrado y presurizado con helio, formando los denominados lápices de combustible.
Para los fines del presente cálculo, el radio de las pastillas a se supone coincidente con el radio interno del tubo de aleación.
Si la conductividad térmica del óxido de uranio se toma en promedio igual a $k \cong 0.06 \, {}^{W}\!/_{{}^{\circ}C \times cm}$ y la densidad volumétrica q''' de producción de calor en el combustible se asume constante, correspondiendo a un valor promedio $\bar{\phi}$ del flujo

neutrónico, y si el flujo de calor en estado estacionario es totalmente radial, entonces se puede demostrar[36] que

$$q'''\cdot a^2 \cong 4\cdot k\cdot\left(T_c - T_b\right) \qquad [1]$$

La temperatura T_c en el eje del lápiz de combustible se tomará igual 1800 º C (el combustible es un material cerámico) mientras que la temperatura T_b en la cara interna del tubo de aleación se tomará igual a 450 º C.

De [1] se desprende que $q'''\cdot a^2 \cong 300\, W/cm$

Si la densidad del óxido de uranio vale $\rho_{óxido} \cong 10\, g/cm^3$, y si $a^2 = 0.75$, de modo que $q'''\cdot \cong 400\, W/cm^3$, entonces la cantidad de calor de fisión producido por gramo de combustible es $\tilde{q} = \dfrac{q'''}{\rho_{óxido}} \cong 40\, W/g$

Si $P_T = 3000MW$ precisamos una masa de combustible

$$m\left(UO_2\right) = \frac{P_T}{\tilde{q}} = \frac{3\times10^3\times10^6 W}{40\, W/g} = 0.75\times10^8\, g = 75 toneladas$$

Ahora, representemos por "l" la suma de las longitudes de todos los lápices de combustible, que en conjunto producen $3\times10^9 W$ de energía calorífica. Entonces $q'''\cdot\pi\cdot a^2\cdot l = \pi\cdot 300\, W/cm \times l \cong 3\times10^9 W$ De esta ecuación obtenemos que $l \cong 3.2\times10^6\, cm = 3.2\times10^4\, m$ (treinta y dos mil metros de lápices).

Si la altura de la columna de pastillas de combustible en cada lápiz se tomara de 3.2m de longitud, en el núcleo del reactor deberíamos ordenar 10000 lápices. Eso podría hacerse en 100 ensamblados de 100 lápices cada uno, dejando lugar todavía para elementos estructurales, barras de control, sondas de medición y otros dispositivos que forman parte del núcleo del reactor.

La neutrónica en un PWR impone una relación de moderación (cociente entre el volumen de agua liviana y el volumen ocupado por los lápices) de 3 a 1.

El volumen del combustible encerrado en los lápices (despreciando el aporte de los tubos de zircalloy) y calculando a partir de la masa del combustible y de su densidad, es de $\dfrac{7.5\times10^4\, kg}{1\times10^4\, kg/m^3} = 7.5 m^3$

Entonces el volumen del moderador (y al mismo tiempo refrigerante) presente en el núcleo puede estimarse en 22.5 m^3.

Como consecuencia, el volumen del núcleo del reactor debe estar próximo a los 30 m^3.

---

[36] En estado estacionario en un cilindro de altura unidad y radio $r_c < a$ se produce una potencia calorífica $\pi\cdot r_c^2\cdot q'''$ que debe ser igual al flujo radial de calor que abandona el cilindro por conducción térmica, $-2\cdot\pi\cdot r_c\cdot k\cdot\dfrac{dT}{dr_c}$ Entonces $\dfrac{dT}{dr_c} = -\dfrac{q'''}{2\cdot k}\cdot r_c$

Integrando entre $r_c = 0$ y $r = a_c$ y teniendo en cuenta que $T\left(r_c = 0\right) = T_c$ $T\left(r_c = a\right) = T_b$, se obtiene la fórmula [1] del texto.

Si el núcleo es cilíndrico su radio R se puede estimar por $R \approx \sqrt{\frac{9}{\pi}} \cong 1.7m$.

Así un núcleo de 3.2 m de altura y 3.40 m de diámetro puede ser apropiado para este reactor. Las dimensiones del recipiente de presión deben ser suficientes para incluir el núcleo y elementos anexos (una altura cercana a 5 m y un diámetro cercano a 3.5 m podrían dar una idea aproximada).

Como vimos en le sección 6.6, si el enriquecimiento de las 75 toneladas de combustible es de 3.4%, se precisan 2244 kg de ^{235}U. Si se opera el reactor a 3000MW de manera que la temperatura promedio del combustible, para el cálculo de las secciones eficaces, es de 1500 º C, entonces con esta masa de material físil, el flujo neutrónico promedio para este reactor $\bar{\phi}$ puede estimarse en, aproximadamente, 6.7×10^{13} neutrones por cm^2 y por segundo.

Es natural preguntarse ahora cómo se puede estimar el caudal de refrigerante para que pueda evacuar los 3000 MW de potencia térmica, manteniendo en estado estacionario y dentro de valores que sean admisibles, las temperaturas en los materiales que forman el núcleo del reactor.

11.2 Elementos de termo-hidráulica: la refrigeración del núcleo del reactor en estado estacionario.

La potencia producida por el reactor, en el ejemplo desarrollado en la sección anterior, debe ser evacuada por el refrigerante. En este caso, como se trata de un PWR, es agua presurizada para que no se produzca vapor (en cantidades significativas) en el núcleo del reactor. En caso de tratarse de un BWR, se forma una cantidad significativa de vapor en el núcleo. No obstante, como el cálculo térmico se efectuó exclusivamente en el material combustible, resultó innecesario detallar lo que le ocurre al refrigerante al ascender por el núcleo. Ahora llegó el momento de considerar el calentamiento del refrigerante, incluyendo la formación de vapor de agua.

La evacuación del calor de fisión de un reactor se puede analizar en una primera instancia mediante un balance térmico global, que suministra una primera aproximación, gruesa, al problema. En una segunda instancia, es necesario considerar balances locales y las consecuencias de la distribución espacial no uniforme de la densidad de potencia y de las temperaturas en los materiales.

11.2.1 Balances térmicos globales para PWR y BWR

La primera ley de la termodinámica, aplicada a una masa Δm de refrigerante que atraviesa el núcleo del reactor, suministra una relación entre la energía interna de esa masa a la salida U_s, su energía interna a la entrada U_e, el calor Q y el trabajo W que recibe durante el proceso:

$$U_{s,r} - U_{e,r} = Q + W \qquad [1]$$

En este caso despreciamos la variación de energía potencial gravitatoria asociada a la elevación de la masa desde la parte inferior a la parte superior del núcleo, y suponemos que la energía cinética de la masa no varía significativamente. De lo contrario habría que tener en cuenta estas variaciones en el miembro izquierdo de la ecuación [1].

Si despreciamos la caída de presión del refrigerante cuando atraviesa el núcleo en comparación con la presión promedio $\bar{p}$ en esa región del circuito termo-hidráulico del

reactor, el trabajo presión-volumen, que es el único que la masa intercambia, puede estimarse por

$$W = -\bar{p} \cdot \left(V_{s,r} - V_{e,r}\right) \qquad [2]$$

En esta fórmula $V_{s,r}$ y $V_{e,r}$ son los volúmenes de la masa considerada cuando sale y cuando entra al núcleo.

A partir de [1] y [2] se obtiene, siendo por definición $H_r = U_r + \bar{p} \cdot V_r$ la entalpía y V_r el volumen de la masa de refrigerante en un instante dado:

$$H_{s,r} - H_{e,r} = Q \qquad [3]$$

Si introducimos la energía interna u_r y el volumen υ_r por unidad de masa, la fórmula [3] puede escribirse para la unidad de masa de refrigerante, llamando q al calor que se intercambia por unidad de masa y $h_r = u_r + \bar{p} \cdot \upsilon_r$ a la entalpía específica:

$$h_{s,.r} - h_{e,.r} = q \qquad [4]$$

Esta es la relación fundamental para el análisis térmico global que nos proponemos realizar en la presente sección, tanto para un PWR u otro tipo de reactor cuyo refrigerante no sufra un cambio de fase en el núcleo, como para un BWR en el cual sufre dicho cambio de fase.

En estado estacionario, si F es el flujo másico que atraviesa el núcleo, entonces la potencia de fisión P_T debe ser igual a la potencia térmica que el refrigerante extrae del núcleo $q \cdot F$. Por lo tanto, de la fórmula [4] y de esta última observación resulta:

$$P_T = \left(h_{s,.r} - h_{e,.r}\right) \cdot F \qquad [5]$$

Si $\bar{c}_P$ es el valor promedio del calor específico a presión constante, si $T_{e,.r}$ la temperatura de entrada del refrigerante y $T_{s,.r}$ su temperatura de salida del núcleo, entonces:

$$q = \bar{c}_P \cdot \left(T_{s,.r} - T_{e,.r}\right) = h_s - h_e \qquad [6]$$

Igualando la potencia térmica producida por fisión con la potencia térmica evacuada por el refrigerante $q \cdot F$, con q dado por la fórmula [6], se obtiene:

$$P_T = \bar{c}_P \cdot \left(T_{s,.r} - T_{e,.r}\right) \cdot F \qquad [7]$$

Esta relación global para un PWR en estado estacionario, permite estimar el flujo másico de refrigerante F, una vez que ha sido fijada la potencia de operación P_T.

Es necesario conocer o establecer las temperaturas de ingreso y egreso del refrigerante, y conocer el calor específico del agua en las condiciones de operación del reactor.

La capacidad calorífica por unidad de masa se puede considerar a presión constante, debido a que la caída en la presión del agua al atravesar el núcleo es relativamente pequeña respecto del valor medio de la presión del agua en el interior del reactor.

Para el ejemplo de PWR considerado en la sección 11.1, cuya potencia térmica era de 3000MW, la fórmula [7] permite estimar el flujo másico de refrigerante si se establece la diferencia de temperatura del refrigerante entre la entrada y la salida del núcleo del reactor.

Supongamos que esa diferencia es de 35 ºK y que el calor específico en las condiciones de operación del reactor es de 4.5 kJ/kg×ºK.

Entonces, puesto que la potencia del reactor es de 3×10^6 kJ/s, de la fórmula [7] se desprende que el flujo másico de refrigerante debe valer 1.9×10^4 kg/s.

En la figura 11.1 (a) se presenta un esquema global de la circulación en un PWR.
Se esbozan el núcleo del reactor y de su recipiente de presión.

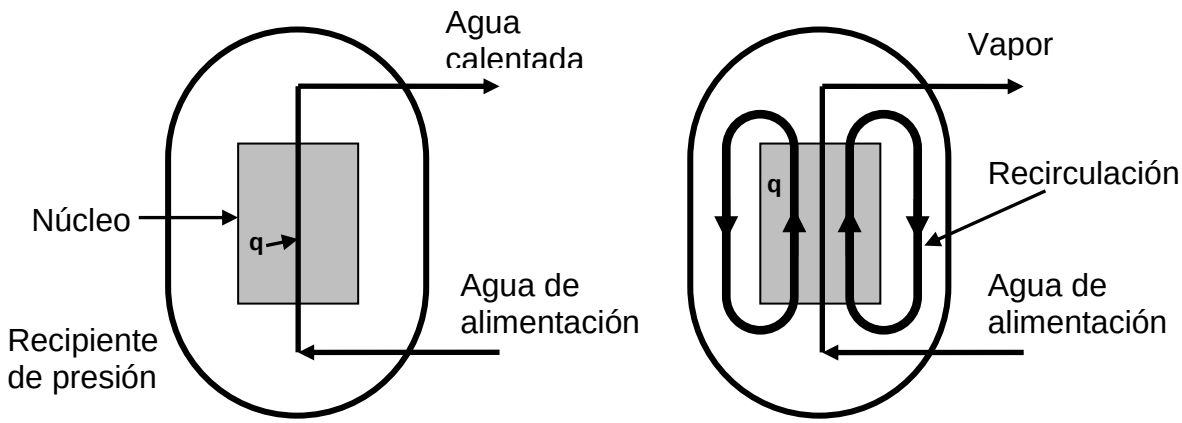

Figura 11.1: (a) Esquema de la circulación del refrigerante en un PWR (b) Esquema para un BWR donde se muestra el flujo de recirculación y el flujo de alimentación.

En la Fig.11.1 (b) se puede observar que al núcleo del BWR entran dos flujos:
(1) Un flujo de agua líquida de alimentación, proveniente de una bomba impulsora que presuriza el líquido condensado en el condensador de la turbina. En estado estacionario es igual al flujo de vapor F_v que sale del núcleo y luego de ser separado del agua líquida por un mecanismo especial, abandona el reactor por la tubería que alimenta a la turbina.
(2) Un flujo de agua líquida de realimentación que es igual al flujo de agua líquida que sale del núcleo F_l , es separado del vapor y realimentado nuevamente hacia la parte inferior del núcleo, circulando entre una pared interna que rodea al núcleo y la pared del recipiente de presión.
Para un BWR, también se puede suponer que la caída de presión es poco significativa, de modo que a los fines de establecer un balance térmico global se puede asumir una presión constante para el refrigerante en el núcleo.

La ecuación [5] puede aplicarse tanto al núcleo como al recipiente del reactor. Es más fácil comenzar por el recipiente, del que sale vapor saturado (en equilibrio con el agua líquida) de entalpía por unidad de masa $h_{s,,v}$ con un gasto másico F_v, y entra agua de alimentación de entalpía h_a por unidad de masa, con el mismo gasto másico, pero en este caso de agua líquida en lugar de vapor. El balance global entre la potencia de fisión producida en el interior del núcleo y la potencia térmica removida por el flujo de refrigerante F_v que **entra y sale del recipiente del reactor** resulta ser entonces:

$$P_T = \left(h_{s,,v} - h_a\right) \cdot F_v \qquad [8]$$

La situación en el núcleo mismo es más compleja, porque en este caso tenemos dos flujos de entrada, el de agua de alimentación que proviene del exterior y el de agua que re-circula en el interior del recipiente de presión. El flujo másico total que entra y sale del núcleo del reactor viene dado por la suma de dos flujos:

$$F = F_v + F_l \qquad [9]$$

Con esta suposición y teniendo en cuenta que parte de la masa de agua sufre un cambio de fase al atravesar el núcleo, se puede utilizar la entalpía del fluido refrigerante, por unidad de masa, a la entrada $h_{e,.r}$ y a la salida $h_{s,.r}$ para establecer la ecuación de balance térmico global:

$$P_T = \left(h_{s,.r} - h_{e,.r}\right) \cdot F \qquad [10]$$

Aquí $h_{e,.r}$ es la entalpía por unidad de masa del agua líquida a la temperatura de entrada al núcleo y a la presión del refrigerante en el núcleo.

Las entalpías de entrada y salida del núcleo del reactor resultan de dos aportes que se suman en cada una.

A la salida del núcleo se puede establecer el siguiente balance de entalpía, expresando la entalpía que abandona el núcleo como suma de la entalpía que es transportada por el líquido y la entalpía que es transportada por el vapor:

$$F \cdot h_{s,r} = \left(F - F_v\right) \cdot h_{s,.l} + F_v \cdot h_{s,.v} \qquad [11]$$

Luego se define el **título de vapor dinámico** (fracción de vapor dinámica en la mezcla de agua líquida y vapor saturado) mediante[37]:

---

[37] En una primera aproximación al problema del cambio de fase en el interior de núcleo, se podría utilizar un **título de vapor estático** (definido con independencia de los flujos de vapor y agua líquida), como cociente entre la masa de vapor m_v y la masa de la mezcla bifásica $m_v + m_l$ de vapor y agua líquida a la salida del núcleo del reactor:

$$\chi = \frac{m_v}{m_l + m_v} \qquad [a]$$

Este título estático sería adecuado para un balance térmico global si las velocidades de los flujos de agua líquida y de vapor fueran iguales a la salida del núcleo (Fig. 11.1 (b)).

No obstante, por lo general la velocidad de flujo del vapor w_v es mayor que la del agua líquida w_l, por lo cual esta diferencia se tiene en cuenta en el balance térmico introduciendo el **título dinámico** x en lugar del estático.

Si $F_v = w_v \cdot \rho_v \cdot A_v$ y $F_l = w_l \cdot \rho_l \cdot A_l$ representan los flujos de masa de vapor y de agua líquida que salen del reactor, siendo A_v y A_l las áreas de vapor y de líquido en una sección transversal al flujo, así como ρ_v y ρ_l sus correspondientes densidades, se define, con $F = F_v + F_l$:

$$x = \frac{F_v}{F} = \frac{\rho_v \cdot A_v \cdot w_v}{\rho_v \cdot A_v \cdot w_v + \rho_l \cdot A_l \cdot w_l} \qquad [b]$$

Si $m_v = \rho_v \cdot A_v$ y $m_l = \rho_l \cdot A_l$ son las masas de vapor y de líquido por unidad de longitud en la dirección del flujo, [b] se puede re-escribir así:

$$x = \frac{m_v \cdot w_v}{m_v \cdot w_v + m_l \cdot u_l} = \frac{m_v \cdot S}{m_v \cdot S + m_l} \qquad [c]$$

Por definición $S = \dfrac{w_v}{w_l}$ es el cociente de deslizamiento del vapor respecto del líquido.

Evidentemente, de la fórmula [a] y de la [c] resulta que, si $S = 1$ el título estático es igual al título dinámico.

Se define la **fracción de vacíos** $$\alpha(z) = \frac{A_v(z)}{A_v(z) + A_l(z)} \qquad [d]$$

$$x = \frac{F_v}{F} \qquad [12]$$

Entonces

$$h_{s,.r} = (1-x)\cdot h_{s,.l} + x \cdot h_{s,.v} \qquad [13]$$

Es la entalpía por unidad de masa de refrigerante expresada como suma de dos términos: uno proporcional a la entalpía $h_{s,.l}$ de la unidad de masa de agua líquida a la temperatura de salida del núcleo del reactor y a la presión de referencia, y el otro proporcional a la entalpía por unidad de masa $h_{s,.v}$ del vapor saturado. La temperatura de la mezcla de agua y vapor a la salida del reactor se puede suponer igual a la temperatura de vaporización (temperatura de saturación T_s) a la presión de operación de referencia.

Para hallar una fórmula análoga a la [13], pero que exprese $h_{e,r}$ teniendo en cuenta el doble mecanismo de la realimentación interna y de la alimentación externa al reactor, es necesario establecer una ecuación adicional de balance de entalpía:

$$F \cdot h_{e,r} = (F - F_v)\cdot h_{s,l} + F_v \cdot h_a \qquad [14]$$

Esta ecuación expresa que la entalpía aportada al núcleo por el refrigerante $F \cdot h_{e,r}$ es igual a la suma de la entalpía contenida en el agua que es retornada al núcleo $(F - F_v)\cdot h_{s,l} = F_l \cdot h_{s,.l}$, más la entalpía aportada por el agua de alimentación proveniente del la bomba situada en la parte del circuito externo al reactor $F_v \cdot h_a$, siendo h_a como vimos, la entalpía por unidad de masa del agua de alimentación.

La ecuación [14] puede re escribirse así, teniendo en cuenta que $F_v = x \cdot F$:

$$h_{e,r} = (1-x)\cdot h_{s,l} + x \cdot h_a \qquad [15]$$

Sustituyendo [13] y [15] en la ecuación [10] obtenemos la ecuación [8]. En esta fórmula ha desaparecido el flujo F_l de recirculación de líquido interna al reactor.

Por razones de estabilidad del reactor, **se debe limitar el título de vapor** en un BWR.
En general se trata de mantener la fracción de masa del vapor (el título estático) por debajo del 15%. Por este motivo la masa de agua del flujo bifásico que es necesario separar del vapor a la salida del núcleo para hacerla re circular es bastante mayor que la masa de vapor que sale del recipiente del reactor hacia la turbina.

La relación entre la fracción de vacíos, el título de vapor y el cociente de deslizamiento (conocida como relación α, S, x) se obtiene de [b], [d] y la definición de S:

$$\alpha(z) = \frac{1}{1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\cdot\left(\frac{1-x}{x}\right)\cdot S} \qquad [e]$$

En los BWR se suele determinar la fracción de vacío en función del título dinámico y del cociente de deslizamiento, a partir de las ecuaciones termo-hidráulicas para flujo bifásico.

11.2.2 Balances térmicos locales: distribución espacial de la potencia, factor de pico, máxima potencia específica, canal más caliente e integral del combustible. Apartamiento de la ebullición nucleada.

El flujo neutrónico en un reactor estacionario presenta por lo general una distribución espacial con un máximo en la zona central del núcleo y valores decrecientes hacia la periferia, para anularse en la superficie exterior (extrapolada) del núcleo. Como consecuencia, la densidad (volumétrica) de potencia presenta una distribución espacial análoga. Si P_M es el valor máximo de la potencia en el núcleo del reactor, y $\overline{P}$ es la potencia promedio entonces podemos introducir un factor de pico F_P para la potencia:

$$F_P = \frac{P_M}{\overline{P}} \qquad [10]$$

Cuanto más aplanado es el perfil de potencia, menor es su factor de pico. Recíprocamente, para una forma convexa del perfil de potencia, cuanto menor es el factor de pico, más aplanado es dicho perfil. En la práctica se utilizan las barras denominadas de ajuste fino, como se verá en la sección 12.1, y una distribución espacial óptima de los conjuntos de combustible con distinto grado de quemado en el núcleo del reactor, con el fin de achicar el factor de pico lo más que sea posible (y admisible).
La razón para hacer esto, como puede presumirse, es la siguiente.
Supongamos que tenemos, en un mismo núcleo, la posibilidad de producir dos perfiles de potencia. Un perfil de potencia muy convexo cuya potencia promedio es igual a la de otro perfil mucho más plano. Cabe esperar que en estado estacionario la temperatura en el punto más caliente del núcleo con el perfil más plano sea significativamente menor que la temperatura del punto más caliente del núcleo cuando el perfil menos plano. Si establecemos una cota superior que la temperatura del **punto más caliente** no debe superar, resulta que con un perfil más plano podremos generar una potencia promedio-y por tanto una potencia total mayor- en el mismo núcleo de reactor, si operamos con un perfil más plano.

Para ver estos y otros fenómenos relacionados, con mayor detalle, consideremos un núcleo cilíndrico vertical, por ejemplo de un PWR o de un BWR.
Como el flujo neutrónico $\phi(r,z)$ varía de un punto a otro del núcleo, lo mismo ocurre con la densidad local de producción de potencia $q'''(r,z)$ (W/cm^3) en un lápiz de combustible situado a una distancia r del eje del núcleo y a una altura z respecto del nivel de referencia (por ejemplo el plano horizontal que divide el núcleo cilíndrico en dos mitades iguales).
El conjunto de combustible al cual este lápiz pertenece se encuentra alojado en un canal a través del cual asciende el refrigerante atravesando el núcleo del reactor.
Los canales situados cerca del eje del núcleo presentan densidades de producción de potencia que por lo general son mayores que las de los canales situados en la periferia, porque los flujos neutrónicos son en general mayores en la región central del núcleo. Por ejemplo, a partir del modelo simplificado de reactor presentado en la sección 8.4 y de la relación $q'''(r,z) \approx \varepsilon_f \cdot \Sigma_f(r,z) \cdot \phi(r,z)$ se puede obtener una expresión para la densidad de potencia, siendo R_e el radio extrapolado y H_e la altura extrapolada del núcleo:

$$q'''(r,z) \approx q_M \times J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_e}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H_e}\right) \qquad [11]$$

En esta expresión q_M es el valor máximo de la densidad de potencia en el reactor.

En este caso ese valor se alcanza en el punto central $r = 0$, $z = 0$
En este modelo de núcleo, los canales próximos al eje z poseen densidades de potencia próximas a $q'''(0,z) \approx q_M \times \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H_e}\right)$ y como resultado son los canales más calientes.

El concepto de **canal más caliente** y la **máxima potencia específica** (potencia por unidad de masa, proporcional a la potencia por unidad de volumen q_M) son muy importantes, tanto desde el punto de vista del diseño conceptual del reactor como desde el punto de vista de la operación normal del sistema de refrigeración del núcleo a una potencia próxima a la potencia nominal de diseño, porque se relacionan con la distribución de temperaturas en el combustible y en el tubo metálico que encierra el combustible.
Se establece una temperatura máxima admisible en el combustible, $T_{M,comb}$ que se toma igual a la temperatura de fusión menos un margen de seguridad: $T_{fusión} - \Delta T$
Se establecen asimismo unas temperaturas máximas para la superficie interna (en contacto con el combustible) y para la superficie externa (en contacto con el refrigerante) del tubo que alberga las pastillas de combustible. Esta última cota superior se establece teniendo en cuenta las reacciones químicas que pueden producirse por la interacción entre el refrigerante y la aleación del tubo. El empleo de gas helio como refrigerante tiene, entre otras ventajas, la de ser químicamente inerte. Esto permite alcanzar temperaturas muy elevadas y utilizar directamente una turbina de gas sin necesidad de producir vapor de agua en forma previa, como se verá en el capítulo sobre el futuro de la tecnología nuclear energética.
Asumiendo ahora que en una barra de combustible la variación de temperatura paralela a su eje puede despreciarse respecto de su variación en dirección radial, y suponiendo que la conductividad térmica del material combustible es una función $k(T)$ de la temperatura, se puede obtener la siguiente fórmula para la así llamada integral del combustible:

$$I(r,z) = \int_{T_b}^{T_c} k(T) \cdot dT \cong \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot q'(r,z) \qquad [12]$$

Aquí T_c es la temperatura en el eje, T_b es la temperatura en el borde del combustible, en contacto parcial con la cara interna del tubo que lo contiene y $q'(r,z)$ es la **densidad lineal de potencia térmica** en W/cm, suponiendo una barra vertical situada a una distancia r del eje del núcleo, y considerando una sección transversal horizontal de dicha barra, localizada a la altura z.
Si se supone que la densidad volumétrica de potencia $q'''(r,z)$ no varía casi a través de la sección transversal de la barra, la densidad lineal de potencia en la sección circular de la barra, de radio a, viene dada en función de la densidad volumétrica por la ecuación:

$$q'(r,z) \cong \pi \cdot a^2 \cdot q'''(r,z) \qquad [13]$$

Esta relación permite vincular la **integral del combustible** $I(r,z)$ con la densidad volumétrica de potencia, la cual puede estimarse mediante la fórmula [11] en función de su valor máximo y de las coordenadas de posición en el núcleo del reactor.
Para deducir la fórmula [12], se asume que en el material combustible la variación de temperatura en dirección axial, que ciertamente se produce, es despreciable respecto de la variación radial, por lo cual se puede aplicar en mismo procedimiento empleado en la nota de la sección 1 de este mismo capítulo, con la única diferencia que ahora se tiene en cuenta la variación de la conductividad del material cerámico con la temperatura.

Cuanto mayor es la conductividad térmica $k(T)$ y mayor la diferencia de temperatura $(T_c - T_b)$, mayor es la integral del combustible, y mayor es la potencia térmica liberada por el combustible en estado estacionario. El máximo valor admisible $I_M = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot q_M$ para la integral del combustible en cualquier punto del reactor es un parámetro básico de diseño que por lo general no debe superar los 50 W/cm.
Este parámetro, si se pueden estimar las temperaturas de borde T_b, permite fijar la máxima temperatura admisible en el centro de una pastilla de combustible, $T_{c,máx}$ y los valores máximos de la densidad volumétrica de potencia $q'''_{máx}$, bajo cualquier condición admisible de operación en el **elemento combustible más solicitado** desde el punto de vista térmico.

Para estimar la temperatura en el borde del combustible es necesario considerar dos barreras térmicas en serie: la pared del tubo de combustible y la capa límite adyacente a la superficie externa del tubo, a través de la cual se produce la transferencia de calor a la masa del flujo turbulento del refrigerante. El mismo flujo de calor (considerado por unidad de longitud en sentido vertical), $q'(r,z) \cong \pi \cdot a^2 \cdot q'''(r,z)$ atraviesa ambas barreras, puesto que el sistema está en estado estacionario.
Como la pared del tubo posee un espesor δ pequeño respecto del radio interno a, el calor transferido por unidad de longitud a través de la pared del tubo se puede estimar mediante:

$$q'(r,z) \approx 2 \cdot \pi \cdot a \cdot \frac{k_{tubo}}{\delta} \cdot \left(T_b(r,z) - T_p(r,z)\right) \qquad [14]$$

En esta expresión $T_p(r,z)$ es la temperatura en la superficie externa de la pared del tubo y k_{tubo} es un valor promedio de la conductividad térmica de la aleación.
Si h_{conv} es el coeficiente de transferencia de calor a través de la capa límite termo-hidrodinámica, entonces:

$$q'(r,z) \approx 2 \cdot \pi \cdot a \cdot h_{conv} \cdot \left(T_p(r,z) - T_r(r,z)\right) \qquad [15]$$

De [14] y [15] se deduce que:

$$\left(T_b(r,z) - T_r(r,z)\right) \approx \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot h} \cdot q'(r,z) \qquad [16]$$

Aquí h es un coeficiente de transporte que resulta de combinar en serie ambas barreras:

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_{conv}} + \frac{\delta}{k_{tubo}} \qquad [17]$$

Ahora solo nos queda hallar la temperatura promedio del refrigerante $T_r(r,z)$ en una sección horizontal de altura z de un canal de combustible que se encuentra localizado a una distancia r del eje del núcleo.
Para obtener esta temperatura estableceremos un balance local de entalpía en el canal, análogo al que ya establecimos para el núcleo del reactor (fórmula [5]).
Si F_0 es el flujo másico del refrigerante en el canal , si $h_r(r,z)$ es la entalpía del refrigerante en una sección horizontal situada a la altura z, si $h_{e,r}$ es la entalpía del refrigerante a la entrada del canal y si $Q_0(r,z)$ es el calor de fisión transferido, por

unidad de tiempo, desde el combustible al refrigerante en la parte del canal delimitada por debajo por la entrada al núcleo $z = -\frac{H}{2}$ y por arriba por la sección z, entonces

$$F_0 \cdot \left(h_r(r,z) - h_{e,r}\right) = Q_0(r,z) \qquad [18]$$

Esta relación se aplica incluso si hay un cambio de fase en el interior del canal, por lo cual en el caso de los reactores refrigerados con agua liviana, permite analizar tanto los PWR como los BWR.

Derivando respecto de z y teniendo en cuenta que $\frac{dQ_0(r,z)}{dz} = q'(r,z)$ se obtiene:

$$F_0 \cdot \frac{dh_r(r,z)}{dz} = q'(r,z) \qquad [19]$$

Consideremos primero el caso de los PWR. Si suponemos un calor específico c_P constante, $\frac{dh_r(r,z)}{dz} = c_P \cdot \frac{dT_r(r,z)}{dz}$ De esta última relación y de la fórmula [19] se desprende que:

$$\frac{dT_r(r,z)}{dz} = \frac{1}{c_P \cdot F_0} \cdot q'(r,z) \qquad [20]$$

Integrando respecto de z desde la entrada al canal resulta la expresión que buscábamos para la temperatura en el refrigerante $T_r(r,z)$:

$$T_r(r,z) = T_{e,r} + \frac{1}{c_P \cdot F_0} \cdot \int_{-\frac{H}{2}}^{z} q'(r,w).dw \qquad [21]$$

A partir de las fórmulas [16] y [21] deducimos por fin la temperatura en el borde del combustible de un PWR en función de la temperatura de entrada del refrigerante, su calor específico a presión constante, el flujo másico del refrigerante a través del canal, el radio interno del tubo de combustible, un coeficiente compuesto h de transferencia de calor y el calor de fisión por unidad de longitud:

$$T_b(r,z) = T_{e,r} + \frac{1}{c_P \cdot F_0} \cdot \int_{-\frac{H}{2}}^{z} q'(r,w).dw + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot h} \cdot q'(r,z) \qquad [22]$$

Una vez estimada la temperatura $T_b(r,z)$ en el borde del combustible, la integral del combustible [12] nos permite hallar la temperatura $T_c(r,z)$ en el eje.

Para la distribución [11] de la densidad de potencia de fisión la fórmula [22] da como resultado después de una serie bastante extensa de cálculos, utilizando la fórmula [13] para conectar la densidad lineal con la densidad volumétrica de potencia de fisión:

$$T_b(r,z) = T_{e,r} + \frac{H_e}{\pi \cdot c_P \cdot F_0} \cdot sen\left(\frac{\pi \cdot H}{H_e}\right) + \left[\sqrt{\left(\frac{H_e}{\pi \cdot c_P \cdot F_0}\right)^2 + \left(\frac{q_M \cdot a}{2 \cdot h}\right)^2} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot (z - z_M)}{H_e}\right)\right] \cdot J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_e}\right) \qquad [23]$$

Con este modelo la máxima temperatura de borde se alcanza en el eje del núcleo ($r = 0$) y en el punto de altura $z = z_M$ positiva (es decir, situada por encima del plano medio del reactor). La posición de ese punto de máxima temperatura de borde del combustible se puede calcular a partir de la ecuación siguiente, que también se obtiene durante la secuencia de cálculos que conducen a [23]:

$$tg\left(\frac{\pi \cdot z_M}{H_e}\right) = \frac{\pi \cdot c_P \cdot F_0 \cdot a \cdot q_M}{2 \cdot h \cdot H_e} \qquad [24]$$

En un BWR la presión de operación p del refrigerante en el núcleo del reactor es prácticamente la mitad que en un PWR. Esto permite que se forme una cantidad apreciable de vapor en los canales de combustible. Hasta que $T_r(r,z)$ alcanza la temperatura de ebullición (o de saturación del vapor) $T_s(p)$ la temperatura crece de acuerdo con la fórmula [22]. El crecimiento en la temperatura del refrigerante continúa entonces hasta una altura z_{eb} para la cual $T_r(r, z_s) = T_s(p)$.

A partir de este punto la temperatura permanece constante, igual a $T_s(p)$, mientras la mezcla de agua líquida con vapor de agua asciende por el canal. El título de vapor va aumentando a partir de $z = z_{eb}$, pero estos reactores se diseñan para que a la salida del canal la cantidad de agua líquida en la mezcla sea muy significativa.

Mientras que la temperatura de una masa de refrigerante permanece igual a $T_s(p)$, su entalpía específica no cesa de aumentar a medida que la masa asciende por el canal. Ese aumento se debe a la transformación de líquido en vapor, absorbiendo el correspondiente calor latente de vaporización $h_{l,v}$.

Vamos a emplear para continuar, y nada más que como una primera aproximación, el **título de vapor estático** $\chi(z) = \dfrac{m_v(z)}{m_v(z) + m_l(z)}$, siendo $m_v(z)$ y $m_l(z)$ las masas de vapor y de líquido en un tramo de canal de longitud unitaria, situado a una altura z por encima de la cota en la que comienza la ebullición.

En este caso la entalpía del refrigerante se puede escribir así:

$$h_r(z) = h_l(T_s(p)) + \chi(z) \cdot h_{l,v} \qquad [25]$$

El primer sumando es la entalpía del líquido a la temperatura de cambio de fase correspondiente a la presión de operación del BWR. El segundo término es el producto de la fracción másica de vapor por el calor latente de vaporización. Como la entalpía de la mezcla de agua líquida y vapor de agua saturado es $(1-\chi) \cdot h_l(T_s) + \chi \cdot h_g(T_s)$, y como la entalpía del vapor saturado es a su vez $h_g(T_s) = h_l(T_s) + \chi(z) \cdot h_{l,v}$, se advierte que la expresión [25] coincide con la entalpía de la mezcla de líquido con vapor en equilibrio.

De [25] y de la fórmula [19] que es válida también para un BWR, se desprende una fórmula que describe cómo aumenta el título de vapor conforme ascendemos por el canal:

$$\frac{d\chi(z)}{dz} = \frac{q'(r,z)}{h_{l,v} \cdot F_0} \qquad [26]$$

Integrándola entre z_{eb} y $z = \dfrac{H}{2}$, teniendo en cuenta que $\chi(z_{eb}) = 0$, se obtiene una estimación aproximada del título de vapor a la salida del canal:

$$\chi\left(\frac{H}{2}\right)=\frac{1}{h_{l,v}\cdot F_0}\cdot\int_{z_{eb}}^{\frac{H}{2}} q'(r,z)\cdot dz \qquad [27]$$

Nuevamente, si utilizamos el modelo de distribución de la densidad de potencia volumétrica [11] y la fórmula [13] para conectarla con la distribución de la densidad lineal en el canal, podemos obtener fórmulas análogas a las obtenidas para el PWR.
No seguiremos este camino, aunque un lector interesado podría aventurarse por él.

Volvamos ahora nuestra atención a la formación de vapor en un canal de combustible.
Todo comienza en la superficie del tubo de combustible. Cuando la temperatura $T_p(r,z)$ en la superficie externa de la pared del tubo alcanza una temperatura adecuada, en algunos lugares de la interfaz entre el sólido y el líquido se forman burbujas de vapor. Esto se denomina **ebullición nucleada** y cuando las burbujas se desprenden y se mezclan con la masa de líquido que circula por el canal, constituye un mecanismo muy eficaz de transporte del calor de fisión. Si el flujo de calor supera un umbral se produce un **apartamiento de la ebullición nucleada**. Cuando se forma una capa de vapor que prácticamente separa la mezcla de líquido con vapor de la pared sólida, se observa una disminución notoria de la capacidad de transporte de calor. Si el flujo de calor de fisión se mantiene, se alcanza un nuevo estado estacionario luego de un aumento brusco en la temperatura de la pared, lo cual se asocia con aumentos bruscos y peligrosos en la temperatura de borde y en la temperatura del centro de las pastillas combustibles. En el diseño y en la operación de un PWR se define un factor de apartamiento de la ebullición nucleada, definido como cociente entre el flujo crítico y el flujo que se toma como máximo admisible. Generalmente se toman valores para este factor comprendidos entre 1.5 y 2. Eso no significa que no pueda formarse un poco de vapor en el núcleo de un reactor de agua presurizada. Por ejemplo, en un PHWR como el CANDU se permite cerca de un 3% de título de vapor estático a la salida del reactor. El motivo de esta tolerancia estriba en lo siguiente: para abatir mucho más dicho título se requieren presiones de operación demasiado elevadas, que pueden aumentar significativamente las exigencias sobre el diseño, la fabricación y el mantenimiento de los tubos de presión del reactor.

11.3 Modelos termodinámicos y eficiencia de los sistemas de la planta de potencia operando en estado estacionario.

En las centrales térmicas una masa de agua Δm es evaporada a presión elevada en una caldera, realiza trabajo en una turbina, es condensada a baja presión e impulsada nuevamente por una bomba que aumenta su presión y la dirige a la entrada de la caldera, donde este proceso cíclico se repite una y otra vez.
Un ciclo termodinámico en el cual el fluido de trabajo absorbe calor de una fuente caliente (caldera) a presión constante $\overline{p}$, transformándose en vapor, realiza un trabajo expandiéndose en forma adiabática (sin intercambio de calor con su ambiente) en una turbina, entrega calor a un sumidero frío a una presión inferior $\overline{p}_0$ y recibe un trabajo en forma adiabática por una bomba de modo que su presión se eleva nuevamente a $\overline{p}$ se conoce como **ciclo de Clausius-Rankine**.

Una versión real de este ciclo ideal es la que emplean la casi totalidad de las centrales térmicas a vapor, ya sean de combustibles fósiles, ya sean nucleares. En el caso de las

centrales nucleares, la caldera es sustituida por un generador de vapor o por el reactor mismo, cuando se trata de un reactor de agua en ebullición.
Los procesos irreversibles que en menor o mayor cuantía se producen en todos los sistemas físicos y fisicoquímicos reales permiten una implementación aproximada del ciclo de Rankine.
Para ver esto, conviene recurrir a la segunda ley de la termodinámica.
Así como la primera ley se centra en la energía interna como función del estado de un sistema y en sus variaciones asociadas con el intercambio de calor y trabajo entre el sistema y su ambiente, la segunda ley se centra en torno de otra función de estado, la entropía.
La variación de entropía de un sistema en el cual los procesos son reversibles se define como el cociente entre el calor que el sistema intercambia con su ambiente y la temperatura absoluta (en ºK) a la que ese intercambio se produce, cuando el sistema es cerrado (no intercambia masa con su ambiente, solo calor y trabajo). Como el intercambio de calor se supone reversible, el sistema y el ambiente deben estar a la misma temperatura[38].
Si la temperatura se modifica durante el proceso se considera a este último dividido en una secuencia de procesos parciales, en cada uno de los cuales se supone que la pequeña cantidad de calor intercambiada δQ_k lo es a temperatura aproximadamente constante T_k, y se suman todos los cocientes $\sum_k \left(\frac{\delta Q_k}{T_k} \right)$.
Pasando al límite se obtiene la variación de entropía durante el proceso reversible que conecta dos estados, 1 (inicial) y 2 (final) del sistema termodinámico.
En forma diferencial tenemos para el cambio de la entropía en un proceso reversible: $dS = \frac{\delta Q}{T}$ En forma integral: $S_2 - S_1 = \Delta S = \int_{1 \to 2} \frac{\delta Q}{T}$
Si el sistema absorbe calor del ambiente su entropía aumenta, si lo cede, disminuye.
Por lo tanto, una masa de fluido aumenta su entropía cuando atraviesa una caldera, el circuito de vapor de un generador de vapor, un reactor nuclear, o la parte de un condensador que corresponde al refrigerante.
Disminuye su entropía cuando atraviesa la parte que corresponde al circuito de vapor en un condensador, o el lado que corresponde al circuito primario de un generador de vapor (el circuito donde está, por ejemplo, un PWR).
Si los circuitos temo-hidráulicos no presentaran pérdidas, se podría transferir calor (recibir o ceder) a presión constante (proceso isobárico), como se supone ocurre en la caldera y en el condensador en un ciclo de Rankine ideal.
Si el sistema no intercambia calor y no presenta irreversibilidades, su entropía permanece constante (proceso isoentrópico).

---

[38] Parece un poco raro, y lo es, como toda la termodinámica clásica, que es en realidad una termoestática. Para que el calor fluya sin intercambio de masa, como única forma de energía transferida a través de la frontera de un sistema, debe existir una diferencia de temperatura. Pero una diferencia de temperatura como esa implica procesos irreversibles. Entonces se va disminuyendo la diferencia de temperatura, mientras la duración del proceso de transferencia de calor aumenta más y más, hasta que en el límte la diferencia de temperatura se anula y la duración del proceso se hace infinita. Las cosas resultan bastante más claras cuando se plantean en el marco de la denominada termodinámica de los procesos irreversibles.

Una expansión adiabática del vapor en la turbina y una presurización adiabática del agua líquida en la bomba, si se producen en forma reversible, son procesos en los cuales la entropía permanece constante, como ocurre en un ciclo de Rankine ideal.

Para una unidad de masa de un fluido, combinando en forma diferencial la primera ley $du = \delta q - p \cdot d\upsilon$ con la segunda $\delta q = T \cdot ds$, se obtiene

$$du = T \cdot ds - p \cdot d\upsilon \qquad [1]$$

Como $d(p \cdot \upsilon) = p \cdot d\upsilon + \upsilon \cdot dp$, de esta última relación y de [1] se desprende la siguiente fórmula para la entalpía específica ($h = u + p \cdot \upsilon$):

$$dh = T \cdot ds + \upsilon \cdot dp \qquad [2]$$

Esta relación muestra que la entalpía puede considerase como una función de la entropía específica s y de la presión del fluido: $h = h(s, p)$ [3]

Cuando, como ocurre siempre en la práctica, el sistema presenta irreversibilidades, la variación de entropía verifica $S_2 - S_1 = \Delta S > \int_{1 \to 2} \frac{\delta Q}{T}$ porque en el interior del sistema hay una producción de entropía inseparable de la irreversibilidad.
Entonces, **durante un proceso adiabático ($Q = 0$) irreversible la entropía aumenta siempre**.

Es posible extender la expresión combinada de la primera y la segunda ley (fórmula [1]), y por ende la fórmula [2] para la variación de entalpía y la [3] para la entalpía misma, a un sistema que presenta irreversibilidades.
Pero como por la primera ley, para cualquier proceso $du = \delta q + \delta w$, mientras que por la segunda ley $\delta q < T \cdot ds$ para un proceso irreversible, si se verifica $du = T \cdot ds - p \cdot d\upsilon$ para un proceso irreversible, entonces el trabajo realizado por el ambiente sobre la unidad de masa $\delta w > -p \cdot d\upsilon$. Si ponemos $\delta w = -p \cdot d\upsilon + \delta w_{irrev}$ el trabajo adicional δw_{irrev} es necesario para vencer los procesos de disipación de energía en el interior de la masa de fluido. Si se definen un término de intercambio por $d_e s = \frac{\delta q}{T}$ y un término de producción de entropía $d_i s > 0$ a través de la ecuación $d_i s = ds - d_e s$, resulta que $\delta w_{irrev} = T \cdot d_i s > 0$ es positivo y proporcional al término de producción de entropía.
Con estas herramientas consideremos ahora el circuito que aparece en la Fig. 11.2.

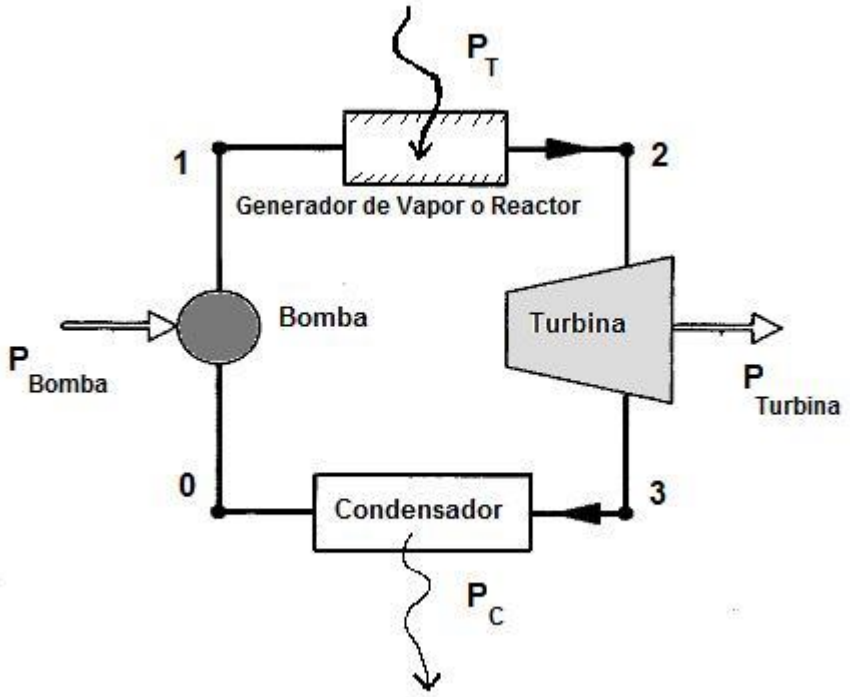

Figura 11.2. Esquema del circuito de una central de vapor. La caldera se sustituye por el generador de vapor en los reactores térmicos de los tipos PWR, PHWR, y reactores refrigerados con gas, así como en los reactores rápidos. En los BWR la caldera es sustituida por el reactor mismo.

Comencemos con la caldera sustituida por un BWR, estando el circuito en estado estacionario. Como vimos en 11.2.1 (fórmula [8]), la potencia de fisión P_T es entregada al agua que atraviesa el reactor y aumenta la entalpía de cada unidad de masa desde $h_a = h_1$ hasta $h_{s,.v} = h_2$, a una presión $\bar{p}$ aproximadamente constante. Pero como hay pérdidas de carga y otros procesos irreversibles, en realidad la presión p_1 en el nudo 1 es mayor que la presión p_2 en el nudo 2, aunque la diferencia $p_1 - p_2$ sea pequeña respecto de $\bar{p}$. En una primera aproximación se puede estimar $\bar{p} \cong \frac{1}{2} \cdot (p_1 + p_2)$.

La entropía específica del nudo 1, es decir s_1, es menor que la del nudo 2 (s_2) debido al calor recibido y a la producción de entropía asociada con las irreversibilidades.

Una masa de agua Δm que ha recibido un calor de fisión

$$Q_F \approx \Delta m \cdot (h_2(s_2, p_2) - h_1(s_1, p_1)) \qquad [4]$$

durante su paso a través del recipiente del reactor, sale de éste en forma de vapor y se dirige por una tubería a la entrada de la turbina.

En la turbina la masa de vapor se expande en forma aproximadamente adiabática hasta una presión p_3, pero su entropía específica aumenta un poco hasta s_3 debido a los procesos irreversibles que acompañan la expansión. Su entalpía específica disminuye desde un valor h_2 hasta un valor h_3, y produce un trabajo útil aproximadamente igual a

$$W_t \approx \Delta m \cdot (h_2(s_2, p_2) - h_3(s_3, p_3)) \qquad [5]$$

sobre el eje del grupo turbina-generador.

El fluido exhausto atraviesa un condensador, su entalpía disminuye desde h_3 hasta h_0, su presión disminuye un poco desde p_3 hasta p_0, y la entropía específica disminuye

considerablemente desde s_3 hasta s_0 debido a la pérdida de calor que sufre el fluido a baja presión. Se condensa el vapor remanente cediendo una cantidad de calor

$$Q_c \approx \Delta m \cdot \left(h_3(s_3, p_3) - h_0(s_0, p_0)\right) \qquad [6]$$

al agua de refrigeración. Luego el agua líquida que abandona el condensador entra en la bomba de alimentación del reactor, su presión aumenta considerablemente desde p_0 hasta p_1 en forma aproximadamente adiabática, pero su entropía específica aumenta un poco desde s_0 hasta s_1 debido a la irreversibilidad de los procesos. Su entalpía aumenta desde h_0 hasta h_1, recibiendo un trabajo mecánico aproximadamente igual a

$$W_b \approx \Delta m \cdot \left(h_1(s_1, p_1) - h_0(s_0, p_0)\right) \qquad [7]$$

Cuando la masa Δm entra nuevamente al recipiente del reactor en calidad de agua de alimentación lo hace ya a la entalpía específica h_1 y el ciclo termodinámico vuelve a comenzar. El trabajo neto producido es

$$W_t - W_b = \Delta m \cdot (h_2 - h_3) - \Delta m \cdot (h_1 - h_0) \qquad [8]$$

Como las tuberías, válvulas y unidades de proceso que (como sugiere la Fig. 9.5) se intercalan entre la bomba y la caldera, entre la caldera y la turbina, entre la turbina y el condensador, y entre el condensador y la bomba producen pérdidas hidráulicas, es necesario distribuir estas pérdidas entre los arcos que conectan los nudos (0,1, 2 y 3) del circuito de vapor. Por lo general esas pérdidas son pequeñas respecto de las que se producen en los elementos principales que aparecen el esquema de la Fig.11.2.

La **eficiencia termo-mecánica** del ciclo de vapor de la central nuclear es, por definición, el cociente entre el trabajo neto producido y el calor de fisión necesario para producir este trabajo:

$$\eta_{TM} = \frac{W_t - W_b}{Q_F} = \frac{\Delta m \cdot (h_2 - h_3) - \Delta m \cdot (h_1 - h_0)}{\Delta m \cdot (h_2 - h_1)} = 1 - \frac{(h_3 - h_0)}{(h_2 - h_1)} \qquad [9]$$

En el caso de un PWR, lo dicho previamente se mantiene si el reactor se sustituye por el generador de vapor, puesto que en estado estacionario la potencia de fisión es transferida en su casi totalidad desde el lado primario al lado secundario (donde se forma el vapor) del generador de vapor. Siempre hay algunas pérdidas en el acople térmico de los circuitos termo-hidráulicos que impiden que la totalidad de la potencia sea transferida de un circuito a otro, pero las centrales se diseñan y construyen para que sean pequeñas.

Si la masa considerada atraviesa una sección del circuito del vapor en un intervalo de tiempo de duración Δt, de modo que $F = \frac{\Delta m}{\Delta t}$ es el gasto o flujo másico en el circuito en estado estacionario, entonces la potencia mecánica suministrada a la turbina será:

$$P_{turbina} \approx F \cdot (h_2 - h_3) \qquad [10]$$

La potencia mecánica suministrada por la bomba al fluido circulante será:

$$P_{bomba} \approx F \cdot (h_1 - h_0) \qquad [11]$$

La potencia térmica de fisión absorbida será:

$$P_T \approx F \cdot (h_2 - h_1) \qquad [12]$$

La potencia térmica entregada al condensador y que debe ser tomada por el ambiente de la planta será:

$$P_c \approx F \cdot (h_3 - h_0) \qquad [13]$$

La potencia suministrada al eje del grupo turbogenerador se puede expresar en términos de la potencia liberada por fisión P_T y la eficiencia termodinámica de la central así:

$$P_{turbina} \approx P_{bomba} + \eta_{TM} \cdot P_T \qquad [14]$$

Generalmente, la potencia suministrada por la bomba es una fracción pequeña de la potencia mecánica que recibe el grupo turbogenerador, así que, aproximadamente:

$$P_{turbina} \approx \eta_{TM} \cdot P_T$$

(En los antiguos reactores de uranio natural, refrigerados a gas carbónico, la potencia de los soplantes y bombas puede ser un 10% de la potencia térmica generada por el reactor, por lo cual en este caso se debe aplicar la fórmula [14] sin simplificar).

Si el generador de potencia eléctrica $P_{eléctrica}$ tiene una eficiencia mecánico-eléctrica η_{ME}, entonces:

$$P_{eléctrica} = \eta_{ME} \cdot P_{turbina} = \eta_{ME} \cdot \eta_{TM} \cdot P_T = \eta_{TE} \cdot P_T \qquad [15]$$

La **eficiencia termoeléctrica global** de la planta nuclear es entonces:

$$\eta_{TE} = \eta_{TM} \cdot \eta_{ME} \qquad [16]$$

El modelo de circuito que estuvimos estudiando es muy simplificado, como se desprende de un examen de la Fig. 9.6. Allí se ve que no todo el vapor atraviesa en serie las unidades de alta y baja presión de la turbina, habiendo recirculación y recalentamiento del vapor a la salida de la parte de alta presión. Esta situación más compleja se puede tener en cuenta con esta fórmula para la potencia mecánica que produce el vapor en la turbina:

$$P_{turbina} = M_{eje} \cdot \Omega_{eje} \cong \sum_j F_j \cdot \Delta h_j \qquad [17]$$

Aquí M_{eje} es el momento o torque mecánico ejercido sobre el eje del grupo turbo-generador, Ω_{eje} es la velocidad angular de ese eje, F_j es la masa de vapor que por unidad de tiempo entra en la sección j-ésima de la turbina, y Δh_j es la pérdida de entalpía del vapor, por unidad de masa, entre la entrada y la salida de la sección de turbina correspondiente.

De las fórmulas [15] y [17] se desprende que la potencia eléctrica generada puede modificarse, en igualdad de las demás condiciones, variando los flujos másicos de vapor F_j que se introducen en las secciones de la turbina.

La masa de vapor con algo de agua ya condensada, que por unidad de tiempo atraviesa el condensador es la diferencia entre la que llega a la turbina desde el generador de vapor y la que es drenada hacia el re-calentador a la salida de la sección de alta presión:

$$F_{cond} = F_{genvap} - F_{rec}$$

El calor recibido en la unidad de tiempo por el circuito de refrigeración del condensador viene dado entonces por:

$$P_c = F_{cond} \cdot (h_3 - h_0) \qquad [18]$$

Aquí h_3 y h_0 son las entalpías específicas de entrada a la carcasa del condensador y a la salida desde la mencionada carcasa, del fluido que habiendo abandonado la turbina, atraviesa el condensador, donde cede un calor P_c por unidad de tiempo y es bombeado luego, nuevamente, hacia el generador de vapor (o directamente hacia el núcleo, en el caso de un reactor de agua en ebullición).

La carcasa del condensador es atravesada por numerosos tubos que, en paralelo, transportan agua bombeada desde una fuente fría (río, lago, mar o torre de enfriamiento). El agua que circula por estos tubos recibe calor (P_c por unidad de tiempo) desde el fluido proveniente de la turbina y lo condensa. Como resultado del calor recibido el agua de los tubos del condensador es devuelta algo más caliente a la fuente fría de la que provino. El agua retorna tanto menos caliente cuanto mayor sea el gasto volumétrico que atraviesa los tubos del condensador.

Si bien la pérdida de energía durante la conversión de energía mecánica a eléctrica no es despreciable (puede ser un 10% en los generadores grandes de decenas o cientos de megavatios) las pérdidas realmente grandes se deben a las leyes de la termodinámica, que restringen la eficiencia a valores siempre por debajo de la cota superior absoluta impuesta por la eficiencia de Carnot de una máquina cíclica ideal[39]:

$$\eta_{máx} = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

En esta fórmula T_C es la temperatura de la fuente caliente y T_F la de la fuente fría, ambas en grados Kelvin. Esta última (T_F) viene determinada por los mecanismos de enfriamiento del fluido exhausto que abandona las secciones de baja presión de la turbina y pasa por el condensador. Para el circuito de enfriamiento del condensador se emplea agua de ríos, agua de lagos o aguas costeras, aire ambiente en torres de enfriamiento. Generalmente no se logran valores de T_F inferiores a 290 ºK.
La temperatura de la fuente caliente está limitada por los puntos de fusión de los materiales utilizados, y a menudo es mucho más baja.

La máxima temperatura del vapor depende de las limitaciones impuestas por la corrosión de los materiales, la cual se incrementa con la temperatura.
Mediante un método de optimización de costos y teniendo en cuenta los aportes de la ciencia de materiales, se obtiene un valor máximo para T_C que podría ser de 800 ºK para centrales convencionales. La eficiencia máxima en teoría podría alcanzar el 63%. Las mejores plantas de combustible fósil poseen una eficiencia de algo más del 40%, mientras que las plantas nucleares alcanzan un 33% o un poco más. La razón de esto es que la prevención de la corrosión en los elementos de combustible de las centrales nucleares requiere temperaturas T_C más bajas.

11.4 Limitaciones de los modelos termo-hidráulicos estacionarios para el reactor y la planta de potencia considerados en este capítulo

De lo expuesto hasta aquí se desprende que el análisis térmico del reactor es tan importante como su análisis desde el punto de vista neutrónico. El núcleo de un reactor

---

[39] Cierta irreversibilidad en la transferencia de calor entre la máquina y las fuentes caliente y fría es inevitable, como vimos, porque los procesos poseen siempre una duración finita. Un modelo simple sugiere que la cota superior para la eficiencia termodinámica es un poco menor que la establecida por la segunda ley para máquinas cíclicas. Mediante un modelo que concentra las irreversibilidades en los procesos de absorción y de cesión de calor, se puede demostrar que esta cota superior viene dada por

$$\eta_{máx} = 1 - \sqrt{\frac{T_F}{T_C}}$$

debe poder entregar la potencia térmica requerida sin exceder los límites de temperatura sobre los materiales, límites que se deben respetar para un funcionamiento seguro de la central.
Una masa crítica de combustible, al menos en teoría, puede operar a cualquier nivel de potencia térmica siempre que se le pueda suministrar la refrigeración adecuada.
Entonces, en el diseño de un núcleo se comienza planteando un sistema de refrigeración y se determina la densidad de potencia que este sistema puede absorber sin dificultad. Después se determina el tamaño del núcleo que, para esa densidad de potencia, va a producir la potencia total requerida.
Los aspectos termo-hidráulicos o más en general **termo-fluidodinámicos** (puesto que el refrigerante puede ser un gas, un metal líquido o un líquido distinto del agua) son fundamentales para el diseño, ya más en detalle, de los elementos combustibles que se emplearán en el núcleo del reactor.
Los balances térmicos globales y los modelos locales en el reactor, a lo largo de un canal de combustible, así como la descripción termodinámica de las centrales de potencia que vimos en este capítulo, pueden considerarse como una primera aproximación, útil pero insuficiente, al necesario análisis termo-fluidodinámico.

Una primera limitación es que asumen un estado estacionario en el reactor y en la planta toda. En consecuencia, nada no nos dicen sobre lo que ocurre durante los transitorios, durante los cuales los límites térmicos de seguridad podría llegar a ser sobrepasados.
Además, algunas de las variables que pertenecen a o se relacionan con la termo-fluido-mecánica (como los campos de temperaturas en el combustible, el refrigerante y el moderador, la distribución de los vacíos-burbujas de vapor- en el núcleo, los campos de densidades de los materiales) contribuyen a determinar la reactividad y por tanto inciden sobre el comportamiento del núcleo desde el punto de vista neutrónico. El acoplamiento entre los fenómenos neutrónicos y los termo-fluidodinámicos, se debe tener en cuenta pues, en un análisis realista y más profundo de un reactor y una planta nuclear, no solamente durante los transitorios, sino también en estado estacionario.

Una segunda limitación es la falta de detalle espacial de los modelos que consideramos, tanto en los capítulos sobre neutrónica como en éste. Se dispone de una gran variedad de modelos para flujos monofásicos (refrigerante en forma de líquido o gas sin presentar cambios de fase en el núcleo) o bifásicos (mezcla de líquido con vapor), con diferente grado de detalle espacial. Los más completos originan códigos de cálculo que se implementan en ordenador y se integran con los códigos de cálculo neutrónico. Los códigos más sofisticados se basan en las herramientas que aporta la disciplina conocida como mecánica de fluidos computacional, y permiten una descripción témporo-espacial muy detallada de los campos de velocidades del fluido y del campo de temperaturas.

Una tercera limitación de los modelos que analizamos en este capítulo es que no explicitan la relación entre las pérdidas de carga en los circuitos termo-hidráulicos o termo-fluido-mecánicos (expresadas como caídas de presión), y los flujos másicos o de volumen correspondientes.
Hasta hace poco las únicas herramientas disponibles eran algunas correlaciones empíricas o semiempíricas de larga data, junto con algunas modificaciones desarrolladas específicamente para aplicaciones de tecnología nuclear energética.
Con la aparición de la mecánica de fluidos computacional, el panorama ha comenzado a cambiar.
De todas formas, están los fenómenos estudiados experimentalmente.

Cuando el agua en fase líquida atraviesa en estado estacionario un canal de combustible y recibe calor de fisión, la caída de presión Δp aumenta con el incremento del flujo F_0 que atraviesa el canal. Si bien no coincide con alguna de las correlaciones clásicas mencionadas, podemos suponer que la relación entre Δp y F_0 viene dada por un polinomio del tipo:

$$\Delta p = R_1 \cdot F_0 + R_2 \cdot F_0^2 + R_3 \cdot F_0^3 \qquad [1]$$

Determinando los parámetros R_j por un ajuste a los datos experimentales presión-flujo para un canal, resultan todos positivos. Así la pérdida de carga pasa de aumentar linealmente con el flujo cuando este es muy pequeño y el régimen es laminar, a aumentar más que linealmente con el flujo, cuando este flujo toma valores en el intervalo que corresponde al refrigerante en un reactor y el régimen es turbulento.

Con la expresión polinómica [1] se puede obtener una descripción adecuada para nuestro propósito, con la ventaja adicional de que el mismo tipo de relación puede aplicarse a un flujo de agua que a la salida del canal de combustible es bifásico (posee una cierta proporción de vapor) y presenta un tipo de inestabilidad conocido como inestabilidad excursiva de Ledinegg, aunque en este caso la interpretación es más compleja. Veámosla.

Consideremos un canal de combustible en el cual el influjo de calor al refrigerante es suficiente para evaporar una fracción significativa del agua.

Entonces la densidad del refrigerante que sale del canal es menor que la densidad del refrigerante que entra en el canal. En estado estacionario el flujo másico debe ser el mismo a través de cualquier sección del canal. Como consecuencia, si a la salida posee menor densidad, debe salir con mayor velocidad. Para acelerar el refrigerante desde la entrada a la salida, debe producirse una caída de presión, de origen dinámico. Esta caída de presión se reducirá si se reduce la fracción de vapor que abandona el canal.

Además de esta caída de origen dinámico, no disipativo, hay una caída de presión adicional debida a procesos disipativos, de fricción, que aumenta cuando aumentan las velocidades del fluido en el canal. Por ello, la caída de presión en la región ocupada por el flujo bifásico aumentará con el aumento de la velocidad de la mezcla, y la velocidad de la mezcla aumentará cuando aumente su título de vapor.

Consideremos ahora un canal de un reactor que opera en estado estacionario. Por tanto, produce una cantidad de calor por unidad de longitud del canal que permanece constante en el tiempo (aunque varíe con la altura a lo largo del canal, como ocurre siempre en la práctica debido a que el flujo neutrónico varía con la altura dentro del núcleo del reactor).

Entonces un incremento en el flujo de masa a través del canal conduce a una disminución en la fracción de vapor a la salida del canal. La consiguiente reducción en la caída de presión dinámica y en la caída de presión por fricción que se producen al aumentar F_0, hacen que Δp aumente menos que linealmente con el flujo. Por otra parte, el aumento del flujo en la parte baja del canal, donde el agua es líquida, se acompaña siempre de una caída de presión que aumenta con el flujo. Esta situación corresponde en la fórmula [1] a un caso en el cual R_1 y R_3 son positivos mientras que R_2 es negativo.

Cuando la caída de presión en la parte baja del canal no es suficiente, la curva Δp versus F_0 puede adoptar una forma en S acostada, con tres ramas, como muestra la figura 11.3.

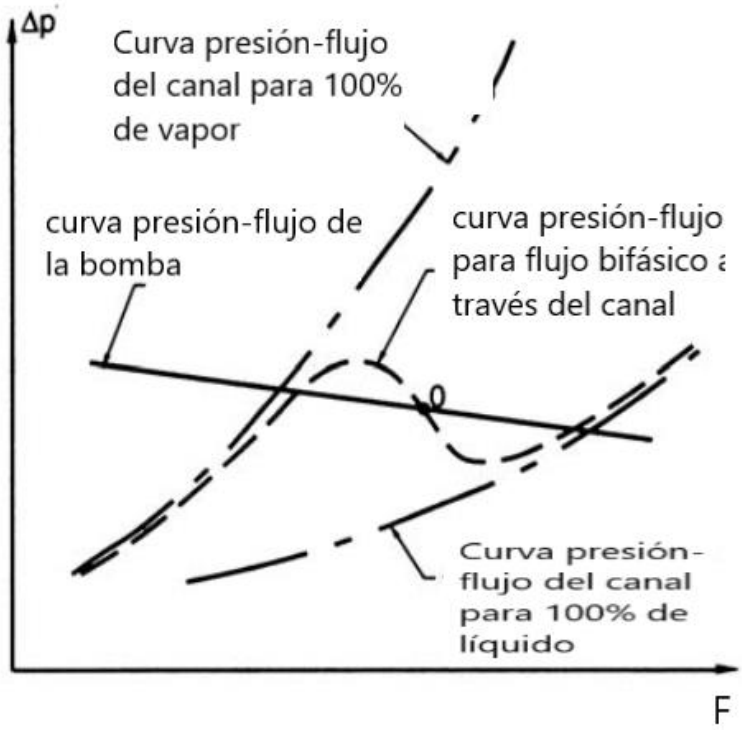

Figura 11.3. Se representan, mediante tres curvas a trazos discontinuos, las caídas de presión versus flujo másico para un canal de un reactor en tres situaciones: cuando circula vapor al 100%, cuando circula un medio bifásico, y cuando circula líquido al 100%. Además, se puede ver la curva presión flujo de la bomba que impulsa el fluido. El punto de operación O es inestable.

Una rama ascendente que comienza en el origen y termina en un máximo local, una rama descendente que conecta ese máximo y un mínimo local de modo tal que la caída de presión disminuye al aumentar el flujo, y finalmente una nueva rama ascendente que comienza en el mínimo y corresponde a un crecimiento más que lineal y no acotado de la caída de presión con el incremento en el flujo.

Para caídas de presión comprendidas entre los valores correspondientes al mínimo y al máximo de la curva Δp versus F_0 se tienen tres valores posibles para el flujo en estado estacionario. La rama intermedia es inestable, no observándose en la práctica, debido a que en este caso el refrigerante circula porque su pérdida de carga es compensada por el trabajo de una bomba.

La bomba tiene su propia curva característica Δp versus F_0, en estado estacionario. Entonces los puntos de operación posibles para el circuito termo-hidráulico son los puntos de intersección de la curva de la bomba con la curva del canal. Cuando esta última posee forma de S acostada, pueden existir tres puntos de operación. El que se encuentra en la rama del medio de la S es inestable. Si el flujo de refrigerante aumenta, la caída de presión en el canal disminuye más que en la bomba, por lo cual el efecto de esta última es acelerar el flujo hasta alcanzar el punto de equilibrio situado en la rama ascendente de la derecha. Si el flujo disminuye, la caída de presión en el canal aumenta más que en la bomba, por lo cual esta última debe desacelerar el flujo hasta alcanzar el punto de equilibrio situado en la rama ascendente izquierda de la curva en S del canal.

Un razonamiento análogo muestra la estabilidad de estos puntos de intersección extremos. Los puntos de equilibrio situados en las ramas ascendentes de la curva caída de presión versus flujo son todos ellos estables.

Así pues, en ciertas condiciones se tiene un intervalo de flujos que no son alcanzables en estado estacionario: se tiene una inestabilidad de Ledinegg, descubierta originalmente en tubos de calderas que queman combustibles fósiles.
Esta inestabilidad no es admisible en un reactor nuclear de agua en ebullición, en el cual podría producirse si no está bien diseñado, porque cambios bruscos en el flujo a través de un canal se acompañan de cambios bruscos en la fracción de vapor, y cambios bruscos en la fracción de vapor se asocian con cambios bruscos en la reactividad del reactor. Se evita este tipo de inestabilidad aumentando la pérdida de carga por fricción a la entrada del canal de combustible.
Además de la inestabilidad excursiva de Ledinegg, se conocen muchas otras inestabilidades termo-hidráulicas que tienen relevancia y deben ser evitadas en la operación normal de los reactores de potencia de las centrales nucleares.

12 Dinámica y control de reactores y centrales de potencia. I: Fundamentos.

El control del reactor del balace neutrónico y la potencia de fisión se vincula estrechamente con la dinámica del reactor, entendida esta última como el comportamiento témporo-espacial de los flujos neutrónicos, las temperaturas, densidades, velocidades de fluídos refrigerantes, desplazamientos y vibraciones de materiales sólidos en el núcleo del reactor.
Comenzaremos con una descripción de los dispositivos que se utilizan para el control del balance neutrónico en el núcleo.
Luego estudiaremos algunos aspectos de la modificación de la reactividad cuando la potencia del reactor varía y produce cambios en las variables de estado del núcleo, tales como las temperaturas en el combustible, el refrigerante y el moderador, las densidades de los materiales, y las concentraciones de productos de fisión, como el xenón y el samario, cuyas secciones eficaces microscópicas de captura de neutrones toman valores muy elevados a energías térmicas.
Después pasaremos a analizar algunos aspectos del arranque y la parada del reactor.
En relación con los transitorios de la potencia en reactores térmicos, describiremos la influencia del envenenamiento por xenón y las oscilaciones en fase y fuera de fase del xenón en el núcleo del reactor.
Finalmente consideremos el control de la potencia de los BWR por variación del flujo de recirculación dentro del recipiente del reactor y la capacidad intrínseca de seguir las demandas de carga que poseen los PWR.

12.1 Dispositivos para el control del balance neutrónico en el reactor

En el núcleo del reactor se encuentran dispositivos destinados a controlar la producción de potencia a través de la regulación de la cadena de reacciones de fisión. Se basan en el empleo de sustancias que absorben neutrones con facilidad y permiten la modificación del factor de multiplicación efectivo del reactor, manteniéndolo igual a uno en operación estacionaria, aumentándolo o disminuyéndolo cuando es necesario arrancar o apagar el reactor, o simplemente modificar la potencia producida para adaptarse a los requerimientos de la carga eléctrica que la central debe alimentar.

En la mayoría de los reactores y en todos los de potencia, existen **barras de control**, móviles y compuestas de materiales cuyos núcleos atómicos poseen una sección eficaz de captura $\sigma_c(E)$ muy elevada. En muchos casos poseen forma de barra cilíndrica (como en los PWR), pero otras veces poseen forma de placas o placas en cruz (como en los BWR). La barra o placa se desliza en el interior de una guía que forma parte de los elementos estructurales del núcleo del reactor. Según como se ha diseñado el núcleo, las barras de control pueden aparecer distribuidas en el moderador, o el mismo ensamblado de lápices de combustible puede alojar una o más barras con sus guías mecánicas (En la Fig. 9.5 se indica, en la parte superior, un tubo guía asociado con un conjunto de barras de control).

-Las barras de control grueso se utilizan para compensar variaciones significativas en la reactividad como:

(a) La disminución que se produce al pasar de un núcleo formado con combustible fresco a un núcleo en equilibrio con elementos combustibles con un grado de quemado variable pero en promedio elevado.

(b) Las variaciones debidas a los efectos del envenenamiento por el producto de fisión $^{135}_{54}Xe$.

Para compensar el efecto del quemado del combustible las barras se encuentran al principio bastante insertadas en el interior del núcleo, pero luego se van extrayendo lentamente a medida de que el quemado progresa y la gestión del combustible conduce al núcleo a un nuevo equilibrio de menor reactividad.
El cadmio, el boro enriquecido en boro-10 y el hafnio son los absorbentes más utilizados. También se utiliza cobalto porque permite absorber neutrones y producir cobalto-60 para uso médico o industrial. El radioisótopo así producido se extrae del material de la barra, la cual debe ser desmontada y retirada para su procesamiento luego de dos o tres años de permanencia en el núcleo del reactor.

-Las barras de ajuste fino se utilizan para modificar la distribución espacial de la densidad de potencia en el volumen del núcleo manteniendo la potencia total constante.
Las barras de ajuste fino deforman la distribución espacial del flujo neutrónico de modo tal que, para el reactor en estado estacionario, resulta un perfil aplanado. Este perfil aplanado conduce a una distribución aplanada en la densidad de potencia, la que a su vez produce una distribución espacial aplanada de la temperatura promedio en los materiales del núcleo. Una distribución aplanada de la temperatura permite producir una potencia térmica mayor, con los mismos valores de las temperaturas en los puntos más calientes del núcleo que se alcanzan a potencias menores cuando los perfiles no se han aplanado. Como para cada material hay un valor máximo de temperatura que por diseño no debe ser superado, se comprende entonces la ventaja de aplanar la distribución de potencia lo más que sea posible.
Como el acero inoxidable posee secciones eficaces de absorción bastante menores que el hafnio, el cadmio o el boro, es un material adecuado para barras de ajuste fino.

-Las barras de seguridad, si bien no difieren por su construcción de las barras de control, poseen una función distinta.
Se encuentran normalmente fuera del núcleo, prontas para ser lanzadas rápidamente hacia su interior en caso de producirse un incidente o accidente (rotura o falla en algún componente o subsistema crítico de la planta nuclear o salida del intervalo de valores admisible para un parámetro importante).
Las barras de seguridad penetran en el núcleo en un segundo, detienen la reacción en cadena y apagan el reactor.

-Además de barras o placas móviles, tanto el sistema de control como el de seguridad pueden incluir **venenos solubles** en el moderador o en el refrigerante (cuando este último actúa como moderador). Los venenos contienen un absorbente fuerte de neutrones.
Si el veneno forma parte del sistema de control, su concentración inicial se ajusta para que vaya disminuyendo por efecto del flujo neutrónico de forma tal que el aumento en la reactividad que provoca esa disminución compense la pérdida de reactividad que se produce por el quemado del combustible.
Si el veneno forma parte del sistema de seguridad, se inyecta bruscamente una masa de veneno suficiente para detener rápidamente la cadena de reacciones de fisión. Se utilizan ácido bórico o gadolinio.

Para medir la eficiencia de una barra de control, de un banco de barras, o de un veneno neutrónico se utiliza la variación $\Delta\rho$ en la reactividad ρ del núcleo que se produce

cuando el elemento en cuestión pasa de estar totalmente extraído a estar completamente introducido en el núcleo.

Además de barras y la inyección de venenos, el sistema de control puede incluir otros mecanismos.
En los reactores moderados con líquidos, a veces se puede modificar en forma intencional el nivel del moderador en el recipiente del reactor: una disminución del volumen del moderador disminuye la reactividad, mientras que un aumento en el volumen del moderador la aumenta.
Como veremos en la sección próxima, este mecanismo opera en forma espontánea (sin necesidad de intervención externa alguna) en los reactores denominados sub-moderados.
Pero como maniobra intencional se puede hacer en reactores de investigación de tipo piscina. En efecto, si son reactores de muy baja potencia (de modo que el calor residual debido al decaimiento radioactivo de los productos de fisión no sea un problema), se puede incluso vaciar bruscamente el agua como medida de seguridad, deteniendo así la marcha del reactor.
En los reactores de uranio natural moderados con agua pesada, se introducen tubos que contienen agua liviana. El agua liviana, como vimos en la sección 7.2 y también en la sección 9.4, es un absorbente de neutrones mucho más fuerte que el agua pesada. Ajustando el nivel del agua liviana en los tubos, se puede regular la distribución tridimensional del flujo neutrónico y por ende de la potencia en el núcleo del reactor.
Finalmente, están los venenos que en pequeñas concentraciones se incluyen durante la fabricación de elementos combustibles de uranio lo bastante enriquecido como para presentar, si estos venenos no estuvieran allí, un muy fuerte exceso de reactividad al comienzo de la operación del reactor, con el núcleo fresco. Pero esa reactividad disminuye mucho y relativamente rápido con el avance en el quemado, por lo cual los venenos que desaparecen también relativamente rápido permiten atenuar las variaciones de reactividad. (Igual hay un exceso remanente, muy significativo, controlado con barras de control grueso, para afrontar problemas como el planteado por el xenón. Este problema será considerado en este mismo capítulo, en la sección 12.4).

12.2 La retroalimentación de la potencia sobre la reactividad

La reactividad ρ, al igual que el coeficiente de multiplicación efectivo k_{ef}, depende de la potencia P del reactor. Esa dependencia se establece en forma indirecta a través de la temperatura del combustible, de la temperatura del refrigerante, de la temperatura del moderador, de la **fracción de vacíos** (burbujas de vapor en el núcleo) y otras variables de estado.
Cuando el reactor se encuentra en estado crítico a una potencia P_0, la reactividad es nula.
Una perturbación δP en la potencia se asocia entonces con una perturbación $\delta\rho_r$ de la reactividad del reactor. El subíndice r representa la **retroalimentación** que la modificación de la potencia ejerce sobre la reactividad.
En general una variación de reactividad se puede expresar como la suma de dos aportes:

$$\delta\rho = \delta\rho_{ex} + \delta\rho_r \qquad [1]$$

El primer término, $\delta\rho_{ex}$ representa la variación en la reactividad provocada por mecanismos externos, tales como movimientos de barras de control hacia adentro o

hacia fuera del núcleo. Dada una variación impuesta desde afuera $\delta\rho_{ex}$ en la reactividad, si el reactor es estable la potencia sufrirá una variación δP_∞ compensadora tal que $\delta\rho_{ex} + \delta\rho_r \left[P_0 + \delta P_\infty\right] = 0$ y el reactor se estabilizará en la nueva potencia $P_0 + \delta P_\infty$.
El segundo término en el segundo miembro de la ecuación [1] representa el aporte de todos los mecanismos de retroalimentación que se ponen en marcha frente a una variación en la potencia del reactor.

12.2.1 Coeficientes de reactividad

Cuando la potencia de fisión aumenta, se produce ante todo un aumento en la temperatura del combustible. Debido al ensanchamiento por **efecto Doppler** en los picos de resonancia de las secciones eficaces de captura neutrónica, que es provocado por el mencionado aumento en la temperatura del combustible, se produce una realimentación muy rápida en comparación con los demás efectos. Para una perturbación positiva en la reactividad o en la potencia, la retroalimentación Doppler debe ser negativa si ha de contribuir a la estabilidad del reactor.

Además de este efecto de retroalimentación súbito, la variación de la potencia provoca varios efectos más o menos retardados sobre la reactividad, asociados a las variaciones en las temperaturas y las densidades de los diversos materiales que componen o pueden componer el núcleo de un reactor: moderador, refrigerante, reflector, manto fértil y materiales estructurales.

Para describir estos efectos se introducen los denominados coeficientes de reactividad, que miden la variación en la reactividad del núcleo por unidad de variación de una variable de estado del reactor (temperatura promedio $\overline{T}_c$ del combustible, del refrigerante $\overline{T}_r$, del moderador $\overline{T}_m$, título de vapor χ o **fracción de vacíos,** y en general densidades del combustible, moderador, refrigerante y materiales estructurales) cuando las demás variables de estado se mantienen constantes.
Si x_j representa una de estas variables de estado, que sufre una variación Δx_j mientras las demás permanecen constantes, entonces el coeficiente de reactividad se define por $\frac{\Delta\rho}{\Delta x_j}$ o, más precisamente, haciendo tender Δx_j a cero, por la derivada parcial $\left(\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\right)_{x_k}$, indicando el subíndice x_k, como es usual, el conjunto formado por las demás variables que se mantienen fijas.
Cuando más de una o todas las variables de estado varían simultáneamente y un poco, se puede estimar la variación de reactividad correspondiente mediante la fórmula:

$$\Delta\rho \approx \sum_{j=1}^{p} \left(\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\right)_{x_k} \cdot \Delta x_j = \sum_{j=1}^{p} \alpha_j \cdot \Delta x_j \qquad [2]$$

Hemos introducido los **coeficientes de reactividad** debido a cada una de las variables (temperaturas de los distintos materiales, vacío,…):

$$\alpha_j = \left(\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\right)_{x_k} \qquad [3]$$

En un proceso en el cual la potencia varía en forma relativamente lenta, de modo que las variables de estado se puedan considerar como funciones del valor presente de dicha

potencia $x_j = x_j(P)$, se puede introducir un coeficiente de variación de la reactividad por potencia, $\frac{\Delta\rho}{\Delta P} \approx \sum_{j=1}^{p} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right)_{x_k} \cdot \frac{\Delta x_j}{\Delta P}$, o pasando al límite para ΔP tendiendo a cero:

$$\frac{\partial \rho}{\partial P} = \sum_{j=1}^{p} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right)_{x_k} \cdot \frac{\partial x_j}{\partial P} = \sum_{j=1}^{p} \alpha_j \cdot \frac{\partial x_j}{\partial P} \qquad [4]$$

En general las variables de estado responden con un cierto retraso frente a una variación en la potencia.

En estado estacionario, toda la potencia de fisión se transfiere del combustible al refrigerante, y este se la lleva fuera del reactor.

Pero tanto la temperatura promedio en el combustible como la temperatura promedio en el refrigerante no pueden responder en forma instantánea a una variación abrupta en la potencia.

Como el combustible posee una capacidad calorífica no nula, si la potencia aumenta en forma súbita, lo primero que ocurre es un proceso de acumulación de energía calorífica en el combustible, que así va aumentando su temperatura. Este aumento de temperatura en el combustible aumenta la transferencia de calor hacia el refrigerante. Como este último también posee una capacidad calorífica no nula, comienza a acumular energía mientras va aumentando su temperatura promedio. Si el flujo másico del refrigerante se mantiene, el aumento en su temperatura promedio aumenta la transferencia de potencia hacia el exterior del reactor. Finalmente, si el aumento en la potencia de fisión se detiene y dicha potencia queda fija en un valor mayor que el que tenía antes de ser perturbada, y si el flujo de refrigerante no ha variado, se reestablece un nuevo estado estacionario (un nuevo equilibrio) con temperaturas promedio en el combustible y en el refrigerante mayores que las correspondientes al estado estacionario original.

Si se trata de un BWR, un aumento en la potencia de fisión a flujo másico constante se acompaña de un aumento en el título de vapor a la salida del reactor, asociada con un aumento en la fracción de vacíos en la parte superior del núcleo (parte en la que el agua entra en ebullición). La disminución en la densidad del refrigerante que resulta de este proceso modifica la reactividad a través del coeficiente correspondiente: el **coeficiente de reactividad por vacíos**. Este debe ser negativo, para que un incremento de potencia que aumente la fracción de vacíos se retroalimente en forma negativa sobre la reactividad. [40]

Si lo que se produjo fue un aumento de la potencia en escalón, es decir, una variación prácticamente instantánea en la potencia, las temperaturas en el combustible $\overline{T}_c$ y en el refrigerante $\overline{T}_r$ aumentan progresivamente hasta los valores de equilibrio con la nueva potencia que se ha instalado. Así pues, en general, las variables de estado que influyen sobre la reactividad no pueden considerarse como funciones del valor instantáneo de la potencia, excepto cuando el reactor se halla en estado estacionario.

Al igual que el coeficiente de retroalimentación por vacíos, los coeficientes de reactividad por temperatura en el combustible, en el refrigerante y en el moderador deben ser negativos para que la retroalimentación sobre la potencia tienda a estabilizar el reactor. No obstante, las cosas no son tan simples cuando la potencia puede presentar variaciones oscilatorias y aparecen retardos, en las respuestas a estas modificaciones en

[40] Tanto en el caso de los reactores CANDU clásicos como en el caso de los reactores RBMK de la antigua URSS, el coeficiente de reactividad por vacíos toma valores positivos a potencias bajas. En algunos países, como USA, la Autoridad Reguladora Nuclear no autoriza el empleo de reactores con estas características.

la potencia, en las variables de estado que inciden sobre los valores de la reactividad. En ciertas condiciones el reactor se puede desestabilizar.
En el capítulo próximo consideraremos, desde un punto de vista meramente descriptivo, algunos aspectos de la seguridad de reactores, incluyendo accidentes, estrechamente vinculados con problemas de estabilidad. Luego, en el capítulo 13 veremos algunos modelos matemáticos muy simples que se pueden aplicar en dinámica de reactores y centrales nucleares. Nos permitirán profundizar en la conexión entre la potencia, la reactividad y las temperaturas del combustible, el refrigerante, el moderador, junto con la fracción de vacíos en el núcleo del reactor.

12.2.2 Reactores sub-moderados y sobre-moderados

Otra variable importante por su incidencia sobre la reactividad es el denominado **cociente de moderación.** Se define como el cociente entre la cantidad de moderador y la cantidad de combustible, presentes en el núcleo del reactor.
Según esta definición, el cociente o relación de moderación c_{mod} se puede especificar así:

$$c_{\text{mod}} = \frac{N_m \cdot V_m}{N_u \cdot V_u} \qquad [5]$$

En esta fórmula N_u y N_m son los números de núcleos, por unidad de volumen, de combustible y de moderador, respectivamente, mientras que V_u y V_m son los volúmenes correspondientes. En un reactor heterogéneo el núcleo se subdivide en una **red heterogénea de celdas elementales**. Cada celda consiste en una barra de combustible y un volumen de moderador y refrigerante adyacente. Para definir el cociente de moderación se refieren los volúmenes de combustible y de moderador a una celda elemental.
Ahora bien, la reactividad ρ es prácticamente igual a $k_{ef} - 1$ en un reactor de potencia, puesto que k_{ef} se encuentra siempre muy próxima a 1. Pero como vimos en la sección 7.3 (fórmula de los seis factores) $k_{ef} = (\eta.\varepsilon.p_c.\delta).p_R.p_T$. Teniendo en cuenta que $\eta = \bar{\nu} \cdot f$, resulta que si los demás factores permanecen constantes, k_{ef} **es proporcional al producto** $p_c.f$ de la probabilidad de escape p_c a las capturas resonantes en el combustible por el factor de utilización térmica f.
Mientras que p_c aumenta, f disminuye al aumentar el cociente c_{mod} entre la cantidad de moderador y la cantidad de combustible en el reactor. Entonces $p_c.f$ pasa por un valor máximo para un cierto valor de ese cociente, y lo mismo le ocurre a k_{ef} y por tanto a la reactividad ρ.
El reactor se diseña de modo que el máximo de k_{ef} sea lo suficientemente mayor que 1[41]. Entonces $k_{ef} = 1$ (reactor justo en la criticidad) para dos valores del cociente c_{mod}.

[41] En un reactor de uranio natural, donde se plantean varios problemas para lograr un margen de reactividad adecuado, se busca optimizar la red heterogénea de modo de obtener el valor máximo posible para el producto $p_c.f$. En general se observa que el valor máximo de este producto se produce para valores de los parámetros de la red próximos a los que corresponden a la igualdad $p_c = f$

Si el reactor opera en el valor menor de dicho cociente (**reactor sub-moderado**), una disminución de la cantidad de moderador en el núcleo, como puede ocurrir debido a un aumento de temperatura en un reactor de agua presurizada, se acompaña de una disminución de k_{ef} por debajo de 1 y por ende de una disminución de la reactividad hasta tomar valores negativos. Este comportamiento tiende a hacer estable al reactor sub-moderado.
Por el contrario, si el reactor opera con el valor mayor del cociente (**reactor sobre-moderado**), una disminución en la cantidad de moderador, por ejemplo, debido a un aumento de temperatura en un reactor de agua presurizada, aumenta la reactividad a valores positivos, lo cual tiende a aumentar la temperatura aún más, y a disminuir en consecuencia la cantidad de moderador todavía más: el reactor tiende así a desestabilizarse [42].

Los demás efectos que producen una perturbación en la reactividad, en la potencia o en las temperaturas de entrada o salida del refrigerante en el núcleo del reactor (que pueden a su vez reflejar el efecto de perturbaciones producidas en los circuitos termo-hidráulicos, en el intercambiador de calor, en la turbina o en la carga del generador) deben estudiarse desde el punto de vista de la estabilidad, utilizando modelos matemáticos adecuados, que describan en parte o en su totalidad la dinámica de la planta, y no solamente la cinética del reactor.

12.3 Arranque y parada del reactor. Variaciones en la potencia.

La medición cuidadosa del flujo neutrónico es fundamental para controlar un reactor, tanto de investigación como de potencia. En líneas generales, los instrumentos de medición del flujo se pueden clasificar en dos tipos: los que se utilizan para determinar los detalles de la distribución tridimensional del flujo neutrónico durante la operación del reactor, y los que se utilizan durante el arranque, la parada o las modificaciones significativas de la potencia. Estos últimos deben medir flujos en un intervalo que puede estar comprendido entre 10^2 y 10^{15} neutrones por cm^2 y por segundo, por lo cual se subdividen a su vez en tres categorías, según los detectores que emplean: la denominada cadena de arranque para flujos pequeños (cámaras de fisión o detectores de BF_3), la cadena intermedia (cámaras de ionización compensadas) y la cadena de plena potencia (con cámaras de ionización no compensadas y detectores auto-energizados de vanadio o platino). En la sección 4.1 resumimos las características de estos detectores.
Para arrancar los reactores de pequeña potencia se suele utilizar una fuente de neutrones para iniciar la cadena de fisiones. En las fuentes de polonio-berilio, antimonio-berilio el polonio y el antimonio emiten radiación alfa, que reacciona con los núcleos de berilio y libera neutrones de energías elevadas. El californio es un elemento transuránico, que no existe en la naturaleza. Se lo fabrica en reactores nucleares. Fisiona en forma espontánea con un período muy corto, liberando varios neutrones que se pueden emplear para arrancar un reactor.

Para arrancar un reactor de potencia se puede utilizar el flujo neutrónico asociado con las fisiones espontáneas del combustible. Este flujo es muy bajo pero suficiente para comenzar el arranque del reactor, sin necesidad de introducir una fuente externa de

[42] En todo lo anterior se supone que la cantidad de combustible permanece constante o que a medida que el combustible se quema, se van eliminando progresivamente sustancias absorbentes de neutrones-venenos que se queman y desaparecen o barras de control que paulatinamente se retiran.

neutrones. En los reactores de investigación, cuyos núcleos son más pequeños, así como en los reactores compactos para propulsión, las fugas de neutrones son mayores y puede ser indispensable usar una fuente de neutrones externa. Una vez que el grado de quemado del combustible ha avanzado lo suficiente, empiezan a adquirir importancia los fotoneutrones. Estos se producen cuando algunos fotones gamma producidos por el decaimiento de los productos de fisión son absorbidos por núcleos que en un estado activado de suficiente energía pueden expulsar neutrones. Estos se multiplican a su vez porque producen algunas fisiones cuando son capturados por núcleos físiles del combustible, y se agregan a los neutrones producidos por fisión espontánea.
Si el moderador es agua pesada, se producen fotoneutrones a partir de la interacción de fotones gamma con núcleos de deuterio. Los núcleos de deuterio se descomponen en un protón y un neutrón, nuevamente un fotoneutrón. El flujo de fotoneutrones decae en forma bastante lenta una vez apagado el reactor. Aproximadamente en un mes se vuelve a un campo neutrónico con valores similares al producido por las fisiones espontáneas.
Además estos fotoneutrones de los reactores de agua pesada forman parte de la fracción de neutrones retardados, por lo que poseen importancia en el control del reactor en operación normal.

En líneas generales, cuando se va a arrancar un reactor, se conoce el número de elementos combustibles, la posición de las barras y otras variables que llevarán al núcleo a un estado crítico. Se alistan todos los sistemas de seguridad. En los reactores de potencia el refrigerante se ha puesto a circular por el sistema de refrigeración de operación, y todo funciona en forma normal. Si se precisa fuente de neutrones, se encuentra en posición dentro del núcleo, mientras que las barras que hacen subcrítico al reactor están insertadas y los sistemas de medición de la cadena de arranque miden un flujo muy bajo. Comienza la extracción de una primera barra de control, generalmente predeterminada desde el diseño del sistema de control del reactor. En los grandes núcleos de los reactores de potencia se suelen emplear para las distintas funciones, en lugar de una o unas pocas barras, conjuntos más numerosos denominados **bancos de barras** que se insertan o se retiran en forma sincronizada.
Se va determinando el período logarítmico a partir de sucesivas mediciones del flujo neutrónico para limitar la velocidad de extracción de la barra de forma tal que el flujo y la potencia puedan ser controlados.
El período en un instante t a partir del inicio del proceso de arranque viene dado por la expresión, que se obtiene de la 7.1 [10] aplicada al flujo neutrónico promedio:

$$T(t) = \frac{\Delta t}{\ln\left(\dfrac{\phi(t+\Delta t)}{\phi(t)}\right)} \qquad [1]$$

Si aumenta demasiado se desacelera, detiene o revierte la extracción de la barra. Si todo marcha bien, se continúa con la extracción de otras barras, cada una hasta la posición prevista. Se alcanza así una pequeña super criticidad que permite retirar la fuente de neutrones, si se utiliza. En todo caso, se deja aumentar paulatinamente el flujo neutrónico hasta alcanzar la potencia de operación normal, momento en el cual se reinserta alguna barra lo suficiente para detener el crecimiento del flujo (el período se hace infinito). El ajuste final al estado crítico se realiza con una barra de control fino, que se puede controlar con mando automático a partir de las señales provenientes de detectores distribuidos en el núcleo del reactor y de valores de referencia establecidos.
En principio todo el proceso de arranque se puede automatizar.

Si hay que aumentar la potencia, se extraen algunas barras y se vuelve a insertarlas una vez alcanzado el nivel de potencia (flujo neutrónico) requerido. Si no hubiera retroalimentación de la potencia sobre la reactividad, las barras volverían a sus posiciones iniciales. Pero como la realimentación existe y es negativa, para mantener la reactividad en cero a una potencia mayor es necesario dejar las barras un poco extraídas respecto de su posición previa al aumento en la potencia.
Para detener el reactor en condiciones normales, se inserta una barra o barras para hacerlo subcrítico. El flujo neutrónico tiende rápidamente a cero, al igual que la potencia, hasta que se alcanza un estado en el que el pequeño flujo residual se debe a fisiones espontáneas y el calor que se produce se debe al decaimiento de los productos de fisión formados mientras el reactor se encontraba en marcha.

12.4 Envenenamiento por xenón y por samario.

Una consecuencia del decaimiento beta de los productos de fisión son las transmutaciones que producen nucleídos diferentes a sus progenitores.
Así se forman, entre los nuevos núcleos, algunos que presentan secciones eficaces microscópicas de captura (no conducente a fisión) $\sigma_c(E)$ extremadamente grandes.

En los reactores térmicos hay dos elementos que poseen una importancia fundamental por su incidencia sobre el balance neutrónico: en primer lugar el xenón y en segundo lugar el samario.
El $^{135}_{54}Xe$ posee una sección eficaz microscópica de 2.6×10^6 barns para neutrones térmicos, mucho mayor que la correspondiente al uranio-235 y un millón de veces mayor que las del uranio-238. Entonces, aún a concentraciones relativamente pequeñas compite fuertemente por los neutrones y produce lo que se suele denominar envenenamiento por xenón.
La destrucción del xenón se produce por decaimiento radiactivo y por absorción de neutrones. Tanto la producción de yodo como la destrucción del xenón son aproximadamente proporcionales a la potencia del reactor.
La Fig. 12.1 muestra, simplificada, la cinética del xenón.

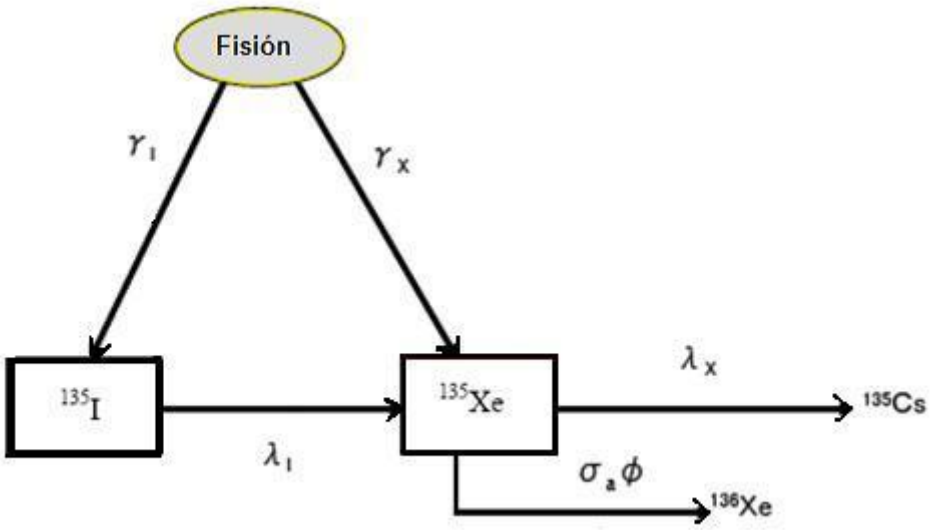

Figura 12.1 Esquema simplificado de la cinética nuclear del xenón

Si N_{Xe} y N_I son las concentraciones de xenón y de yodo (en núcleos por unidad de volumen) entonces a partir de la Fig. 12.1 se pueden escribir las siguientes ecuaciones de evolución:

$$\frac{dN_I}{dt} = \gamma_I \cdot \left(\Sigma_f \cdot \phi\right) - \lambda_I . N_I \qquad [1a]$$

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \gamma_X \cdot \left(\Sigma_f \cdot \phi\right) + \lambda_I . N_I - \lambda_{Xe} . N_{Xe} - \sigma_{a,Xe} . N_{Xe} . \phi \qquad [1b]$$

Desde el punto de vista matemático este tipo de ecuaciones de **química nuclear** es idéntico al tipo de ecuaciones que es posible encontrar en la denominada cinética química formal, y se le pueden aplicar los mismos métodos de análisis que se utilizan con éxito en ese dominio clásico y bien conocido de la fisicoquímica.
En ambas ecuaciones aparece un término de velocidad de formación del correspondiente nucleído, ${}^{135}_{54}Xe$ o ${}^{135}_{53}I$, proporcional a la velocidad de la reacción de fisión $R_f(\phi)$, expresada como $R_f(\phi) = \Sigma_f \cdot \phi$. Los factores de proporcionalidad son los correspondientes rendimientos de fisión que aparecen en la Fig. 12.2.

	Rendimiento de Fisión (%)	Constante de decaimiento (1/hs)
${}^{135}I$	6,3056	0,10485
${}^{135}Xe$	0,2427	0,07634

Figura 12.2 Rendimientos de fisión y constantes de decaimiento

El período de decaimiento del ${}^{135}_{54}Xe$ es de 9 horas, aproximadamente.
El rendimiento de la formación directa de xenón es muy bajo comparado con el rendimiento de la formación de yodo, por lo cual la mayor parte del xenón se forma por decaimiento del yodo. El xenón se forma entonces, en promedio, unas 6.7 horas después de la fisión que produjo a su precursor más lejano, el telurio-135. Este último decae tan rápido hasta que se forma yodo-135, que se puede suponer que el iodo se forma de inmediato luego de una fisión. Tiende a desaparecer por decaimiento radioactivo y por quemado en el campo neutrónico del núcleo del reactor.

Supongamos que un reactor térmico ha estado funcionando a flujo neutrónico constante $\bar{\phi}$ hasta un instante t_0 en el cual se apaga y el flujo desciende en pocos minutos hasta valores despreciables. Analicemos lo que ocurre con la concentración de xenón en el núcleo de ese reactor.
Inicialmente tanto N_I como N_{Xe} se encuentran en equilibrio con el flujo neutrónico:

$$\bar{N}_I = \frac{\gamma_I}{\lambda_I} \cdot \bar{\phi} \qquad [2a] \qquad\qquad \bar{N}_{Xe} = \frac{\left(\gamma_I + \gamma_{Xe}\right)}{\left(\lambda_{Xe} + \sigma_{a,Xe} \cdot \bar{\phi}\right)} \cdot \bar{\phi} \qquad [2b]$$

Cuando el flujo es nulo, las concentraciones de equilibrio también lo son.

Cuando $\bar{\phi}$ cae casi a cero, la concentración de núcleos de yodo decae en forma exponencial, como se deduce de la ecuación [1a] si ponemos $\bar{\phi} = 0$:

$N_I(t) = \overline{N}_I \cdot e^{-\lambda_I \cdot (t-t_0)}$ Mientras decae, continúa formando xenón, si bien con velocidad decreciente y tendiendo a cero: $\lambda_I \cdot N_I(t) = \lambda_I \cdot \overline{N}_I \cdot e^{-\lambda_I \cdot (t-t_0)}$

Por su parte la concentración de xenón evoluciona de acuerdo con la ecuación

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_I \cdot N_I(t) - \lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} = \lambda_I \cdot \overline{N}_I \cdot e^{-\lambda_I \cdot (t-t_0)} - \lambda_{Xe} \cdot N_{Xe} \qquad [3]$$

Inmediatamente después del instante t_0 en el cual el reactor se apaga, digamos para $t = t_0 + \varepsilon$ con ε positivo y muy pequeño, la velocidad de variación de la concentración de xenón pasa de cero (cuando existía un equilibrio con el flujo $\overline{\phi}$) a un valor positivo:

$$\frac{dN_{Xe}(t_0 + \varepsilon)}{dt} \approx \lambda_I \cdot \overline{N}_I - \lambda_{Xe} \cdot \overline{N}_{Xe}$$

Pero como en la ecuación [3] el término $\lambda_I \cdot N_I \cdot e^{-\lambda_I \cdot (t-t_0)}$ de producción de xenón tiende a cero mientras el término de destrucción $\lambda_{Xe} \cdot N_{Xe}$ aumenta mientras la concentración de xenón aumente, es evidente que para algún instante t_M posterior a t_0 la concentración de xenón alcanzará su valor máximo y luego comenzará a disminuir tendiendo a cero, presentando entonces una fase transitoria por exceso tal como sugiere la Fig. 12.3. En esa figura se pueden ver tres escalas en ordenadas y el tiempo en abscisas. A la izquierda se representa el flujo neutrónico o la potencia térmica del reactor, puesto que son proporcionales. Durante todo el intervalo de tiempo entre 0 y t_0 el reactor opera a su potencia nominal o dicho de otro modo, a su flujo neutrónico nominal $\overline{\phi}_{nom}$.

A la derecha aparecen dos escalas.

En una se representa la concentración de xenón y en la otra la reactividad del núcleo del reactor.

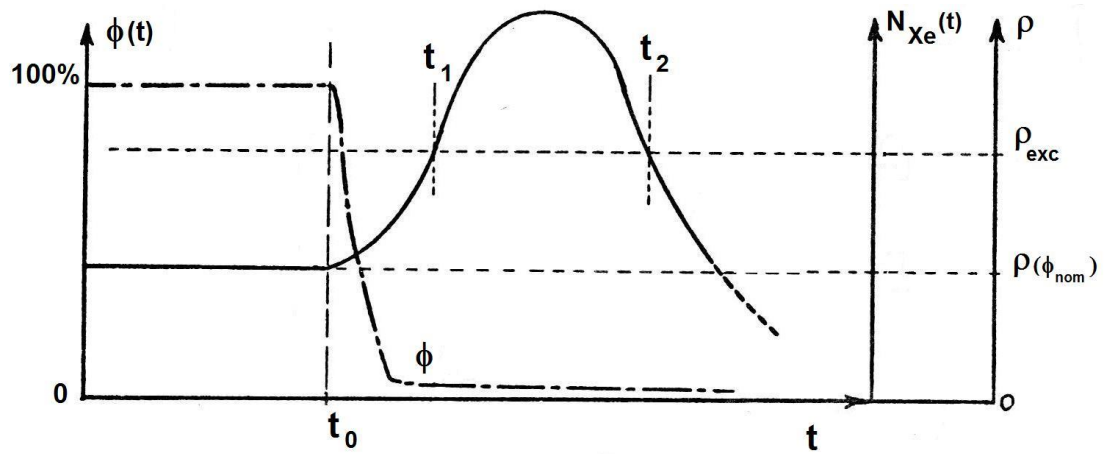

Figura 12.3. Dinámica del xenón luego de una parada brusca del reactor

En la escala de la concentración del xenón se indican dos valores. Uno de ellos es la concentración de equilibrio $\overline{N}_{Xe}(\overline{\phi})$ dada por la fórmula [2b]. El otro valor N_{Xe}^{cr} será explicado luego de describir la segunda escala.

En esta última escala se indican dos valores de reactividad: $\rho_{Xe}(\overline{\phi}_{nom})$ y $\rho_{exc}(\overline{\phi} = 0)$. La interpretación que se puede dar a estos valores es la siguiente. Cuando se diseña un núcleo de reactor es necesario prever un exceso de reactividad bastante significativo

$\rho_{exc}^{máx}$, por lo cual la masa de combustible fresco que se dispone en el núcleo es mayor que la masa crítica. Esto permite:

(a) Absorber, durante un intervalo de tiempo razonablemente extenso de operación del reactor a su potencia nominal, la disminución de reactividad que se produce debido al quemado del combustible.
(b) Disponer de una reactividad positiva para poder aumentar la potencia del reactor con suficiente celeridad cuando sea necesario.
(c) Absorber el efecto del xenón a su concentración de equilibrio correspondiente a la potencia de operación nominal del reactor.

Para mantener la criticidad con el combustible fresco se comienza con un banco de barras totalmente insertado como se explicó en la sección 12.1 y se las va retirando a medida que se quema y sustituye el combustible hasta alcanzar un grado de equilibrio que se busca mantener de ahí en adelante mediante una estrategia de re-localización y recambio.

Comencemos considerando el reactor a potencia nominal, para la cual el flujo neutrónico es $\bar{\phi}_{nom}$. En ese caso la concentración de xenón en equilibrio con el flujo produce una pérdida de reactividad que en valor absoluto es igual a $\rho_{Xe}\left(\bar{\phi}_{nom}\right)$ y que se compensa extrayendo barras de control.

Supongamos que una vez detenido el reactor, si se extraen en su totalidad las barras de control y de seguridad, y si no hubiera xenón, el exceso de reactividad del núcleo es $\rho_{exc}\left(\bar{\phi}=0\right)$. Cuando, durante la fase transitoria por exceso, en el instante marcado como t_1 la concentración de xenón alcanza el valor crítico N_{Xe}^{cr}, la disminución de reactividad por efecto del xenón es igual y opuesta a $\rho_{exc}\left(\bar{\phi}=0\right)$. De este instante en adelante, hasta llegar al instante t_2, el aporte de reactividad negativa del xenón supera al valor máximo $\rho_{exc}\left(\bar{\phi}=0\right)$. Como consecuencia entre los instantes t_1 y t_2 resulta imposible arrancar el reactor. Si se ha producido una parada de emergencia en t_0, el reactor solo podrá arrancar nuevamente antes de t_1 o bien después de t_2. Las duraciones $t_1 - t_0$ toman valores comprendidos por lo general entre los 15 y los 30 minutos, mientras que las duraciones $t_2 - t_1$ toman valores del orden de uno o dos días, según el reactor. Estas duraciones dependen del exceso de reactividad, que a su vez depende del estado del combustible y su grado de quemado, incluyendo la concentración de otros venenos como el samario. Este fenómeno del envenenamiento luego de una parada brusca del reactor constituye un serio impedimento para la producción de potencia eléctrica en las centrales nucleares.

Para cuantificar el aporte de reactividad negativa del xenón debemos estimar el **coeficiente de reactividad del xenón**, que por definición es:

$$\alpha_{Xe} = \frac{\partial \rho}{\partial N_{Xe}} \qquad [4]$$

Teniendo en cuenta que $\rho = 1 - \frac{1}{k_{ef}}$, que de acuerdo con lo visto en la sección 7.1 (fórmula 7.1 [4]) el coeficiente de multiplicación efectivo se puede expresar mediante el producto del coeficiente de multiplicación del medio infinito por la probabilidad de no fuga de los neutrones del núcleo $k_{ef} \approx k_{\infty} \cdot P_{NF}$, y que por 7.1 [5] el factor de multiplicación del medio infinito se puede representar, suponiendo un solo nucleído

físil, por $k_\infty = \dfrac{\bar{\nu} \cdot \Sigma_f}{\Sigma_a}$, entonces resulta que la reactividad se puede expresar así, en términos de parámetros neutrónicos básicos del núcleo del reactor :

$$\rho = 1 - \frac{\Sigma_a}{P_{NF} \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f} \qquad [5]$$

La sección eficaz macroscópica de absorción Σ_a es la suma de varias contribuciones independientes, una de las cuales es $\Sigma_{a,Xe} = \sigma_{a,Xe} \cdot N_{Xe}$. Teniendo esto último en cuenta al calcular la derivada parcial de ρ respecto de N_{Xe} , a partir de las fórmulas [4] y [5] obtenemos finalmente la estimación que buscábamos:

$$\alpha_{Xe} = \frac{\partial \rho}{\partial N_{Xe}} = -\frac{1}{P_{NF} \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f} \cdot \frac{\partial \Sigma_a}{\partial N_{Xe}} = -\frac{1}{P_{NF} \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f} \cdot \sigma_{a,Xe} \qquad [6]$$

La variación de reactividad debida a una variación ΔN_{Xe} en la concentración de xenón se puede calcular aproximadamente por:

$$\Delta \rho_{Xe} \approx \alpha_{Xe} \cdot \Delta N_{Xe} \qquad [7]$$

La reactividad negativa total aportada por una concentración N_{Xe} es, de acuerdo con estos resultados proporcional al aporte del xenón a la sección macroscópica total de absorción de neutrones:

$$\rho_{Xe} \approx \alpha_{Xe} \cdot N_{Xe} \approx -\frac{\Sigma_{a,Xe}}{P_{NF} \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f} \qquad [8]$$

Esta reactividad negativa depende del estado del reactor. Puede tomar valores de varios miles de pcm, aplicando la unidad 10^{-5} (por cien mil) que se usa para expresar los valores numéricos de la reactividad, como vimos en la sección 6.3.

La Fig. 12.4 sugiere, en forma esquemática, la distribución espacial del flujo neutrónico y de la concentración de xenón sobre el eje de un núcleo cilíndrico de un reactor. La parte izquierda de la figura muestra una distribución simétrica. En la parte derecha esa simetría se rompe por la introducción de barras de control. La distribución espacial del flujo neutrónico se ve afectada de inmediato, mientras que la distribución del xenón permanece por el momento incambiada.

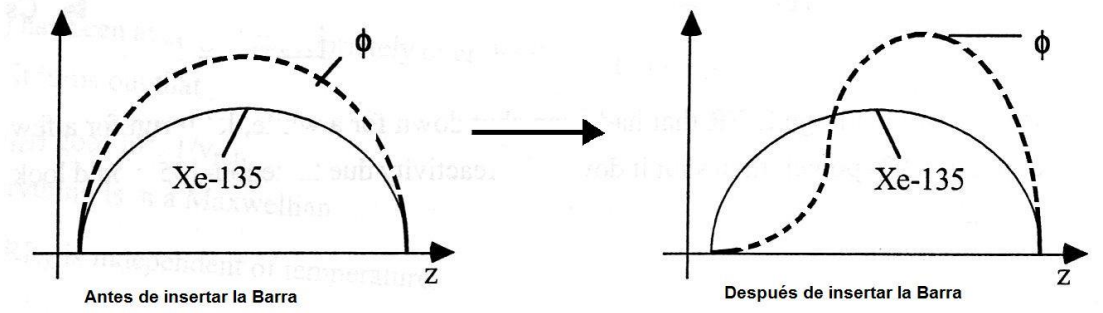

Figura 12.4 Esquema de la perturbación en la distribución espacial de la concentración de xenón producida por la inserción de una barra de control

Se puede observar que el flujo neutrónico se ha redistribuido alcanzando en la parte inferior del núcleo valores mayores que los que tenía antes de ser perturbado.
Supongamos que las barras perturbadoras se retiran al cabo de un intervalo de tiempo lo bastante extenso.

El flujo aumentado en la parte inferior del núcleo produce en esa región, luego de varias horas, una disminución en la concentración de xenón como se sugiere en la parte izquierda de la Fig. 12.5. La asimetría en el flujo de neutrones libres produce una corriente neutrónica compensadora hacia la parte superior del núcleo.

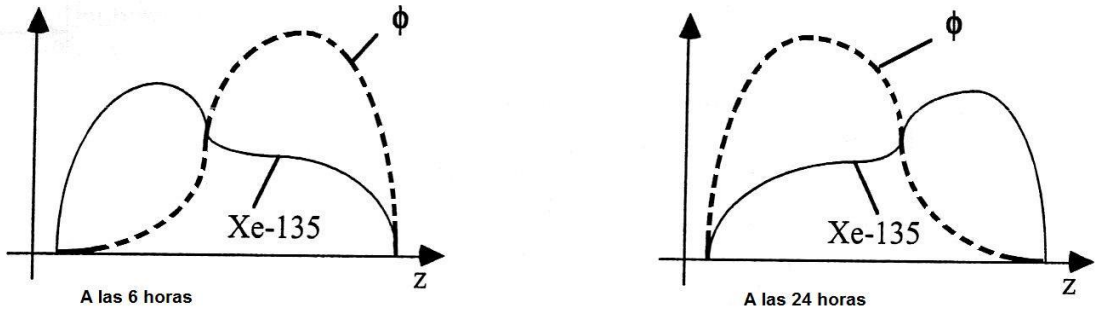

Figura 12.5. Esquema de oscilaciones espaciales del xenón

Por su parte el xenón no puede migrar libremente, porque está atrapado en las varillas de combustible. Cuando disminuye el flujo neutrónico en la parte inferior del núcleo la concentración de xenón comienza a aumentar, y ese aumento tiende a disminuir aún más el flujo de los neutrones.
A medida que el flujo crece en la parte superior del núcleo, quema el xenón allí localizado, y cuanto menos xenón va quedando, más crece el flujo y más crece la corriente de neutrones que ahora se dirige hacia la parte inferior.
Entonces comienza a crecer nuevamente el flujo neutrónico en la mitad inferior del núcleo y todo podría volver a comenzar de nuevo, si se dan ciertas condiciones que comentaremos brevemente en el capítulo sobre modelos en dinámica de reactores.
Así pueden producirse oscilaciones espaciales en la concentración de xenón, conocidas como **oscilaciones fuera de fase** porque mientras que en una mitad del núcleo la concentración de xenón aumenta, en la otra mitad disminuye.
También pueden aparecer las denominadas **oscilaciones en fase**, en las cuales la concentración de xenón aumenta o disminuye al unísono en todas las partes del núcleo.
Las oscilaciones en fase y fuera de fase constituyen un impedimento importante para el funcionamiento normal de un reactor térmico.
En los reactores rápidos el efecto del xenón no es significativo.

En cuanto al $^{149}_{62}Sm$, posee una sección eficaz microscópica de captura del orden de10^3 barns con neutrones térmicos (0.025 eV) y presenta un pico de resonancia muy grande en la región térmica, más de 10 veces la sección dada antes. Como es un nucleido estable, se destruye solamente por quemado en el campo neutrónico y tiende a acumularse progresivamente hasta alcanzar una concentración de equilibrio si el reactor operara a potencia constante. En un combustible con un grado de quemado muy elevado, además del samario hay muchos otros venenos formados por productos de fisión de período largo y con gran capacidad de absorber neutrones.

12.5 Control de la potencia en reactores de agua en ebullición y capacidad de seguir la carga de los reactores de agua presurizada

Ahora vamos a considerar las variaciones de la potencia en reactores térmicos, refrigerados y moderados con agua liviana, en una escala de tiempo lo bastante pequeña como para que la influencia del xenón no sea significativa.

Supongamos que la demanda de potencia eléctrica aumenta, exigiendo una potencia de fisión mayor de parte del reactor para poder aumentar la potencia de la turbina. La potencia de la turbina debe aumentar sin que se modifique en forma significativa la velocidad angular, porque la velocidad angular del eje del grupo turbina-generador determina la frecuencia de la corriente alterna producida por la central, y **esta frecuencia se debe mantener constante o a lo sumo variando entre límites muy estrechos**.
Entonces un aumento de potencia de la turbina debe realizarse a partir de un aumento en el momento de las fuerzas mecánicas conservando la velocidad angular constante.
Un aumento en la carga eléctrica se traduce en un aumento del momento mecánico resistente, de origen electromagnético, que actúa sobre el eje común al alternador y a la turbina.
Esto tiende a frenar la turbina y a disminuir la frecuencia de la corriente alterna generada.
El efecto sobre la velocidad angular es lento debido a la enorme inercia del eje y sus estructuras anexas en la turbina y en el generador.

Comencemos por los reactores de agua en ebullición. Si abrimos la válvula que regula la alimentación de la turbina para aumentar el flujo de vapor, al comienzo pasa mayor cantidad de vapor, pero la presión del lado del reactor disminuye.
Entonces se evapora mayor cantidad de agua líquida en el núcleo, lo que baja un poco la temperatura del refrigerante y aumenta la fracción de vacíos en el núcleo.
Este aumento en la fracción de vacíos es dominante sobre los demás efectos de retroalimentación en la reactividad.
Como el reactor se diseña para que presente un coeficiente de reactividad por vacíos negativo, al aumentar la fracción de vacío la reactividad disminuye y con elle disminuye, en lugar de aumentar, la potencia de fisión.
Pero hay otro mecanismo que, este sí, permite controlar con rapidez la potencia que entrega el reactor. Consiste en regular el flujo de agua líquida que recircula en el interior del recipiente del reactor, entrando al núcleo junto con el agua de alimentación que viene desde fuera del recipiente del reactor.
Si aumentamos ese flujo de recirculación, barre con una parte de las burbujas de vapor que se producen, disminuye la fracción de vacíos y mejora la transferencia de calor desde el combustible.
Entonces la realimentación por vacío negativa hace aumentar la reactividad y como consecuencia, la potencia del reactor.
Este mecanismo permite modificar la potencia en un porcentaje significativo regulando el trabajo de las bombas de recirculación a partir de una señal de mando obtenida comparando la frecuencia angular del eje común con el valor que debe tener para producir corriente alterna a 50 o 60 Hz, según sea el caso.

En el caso de los reactores de agua presurizada, el generador de vapor (que no es otra cosa que un intercambiador de calor) se interpone entre el circuito del reactor y el circuito de la turbina. Si frente a un incremento en la demanda de la carga aumentamos la apertura de la válvula del vapor, el flujo de vapor aumenta a través del lado del secundario (el circuito de vapor) a expensas de un incremento en la evaporación de

agua. Esto aumenta la transferencia de calor desde el lado primario del intercambiador (el lado del reactor) y la temperatura con la que regresa el refrigerante al reactor disminuye. Como los PWR se diseñan para que presenten un coeficiente de reactividad por temperatura del refrigerante negativo, la disminución en la temperatura del refrigerante aumenta la reactividad y como consecuencia la potencia de fisión del reactor. Así, a diferencia de los reactores de agua en ebullición, los reactores de agua presurizada son inherentemente capaces de seguir la demanda de carga. Como el incremento inicial en el flujo de vapor y en la potencia no se mantiene en su totalidad, debido a otros efectos, de más lenta aparición, se mantiene y se termina de ajustar el incremento en la reactividad por medio de barras de control.

13 Elementos de seguridad de reactores

"El accidente (de Three-Mile Island) fue un inmenso y costoso, aunque pobremente instrumentado, experimento de seguridad que suministró una demostración muy convincente de la seguridad de un reactor con una ingeniería adecuada"
(Weston Stacey, "Nuclear Reactor Physics", Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2007)

"Nunca se pueden garantizar procesos de potencia estables. Una variedad de comportamientos inestables destrozan los equipos de potencia, incluyendo vibraciones mecánicas, malfuncionamiento de los sistemas de control, flujo inestable de fluidos, o una combinación de ellos."
(Arthur Stanley Thompson, "Comments on Nuclear Power", edición del autor, 1997)

13.1 Estabilidad intrínseca y mecanismos de control en operación normal

Un reactor puede considerarse como seguro si es capaz de auto-estabilizarse, dentro de ciertos límites. Estos límites deben abarcan las condiciones de operación normal, incluyendo los transitorios asociados con la operación y una buena parte (no todas) de las contingencias que es razonable esperar.
Un reactor es capaz de auto-estabilizarse cuando frente a una excursión de potencia que induce un aumento de temperatura en el combustible y en el refrigerante, con una modificación concomitante en la densidad de los materiales y una variación en la distribución de las energías de los neutrones, el resultado neto es una disminución del factor de multiplicación efectivo.
Muchas veces, en lugar de k_{ef} se utiliza un parámetro equivalente, la reactividad.

Sabemos, desde la sección 6.3, que la reactividad se define así: $\rho = \dfrac{k_{ef} - 1}{k_{ef}}$

Recordemos ahora que una reactividad nula se asocia con un reactor operando en régimen, entregando una potencia constante al refrigerante; una reactividad positiva se asocia con un transitorio que presenta una potencia creciente; una reactividad negativa se asocia con un transitorio que presenta una potencia decreciente.

De lo expuesto en la sección 8.6 y en el capítulo 12 sobre dinámica de reactores, se desprende que hay varios mecanismos pasivos de auto-estabilización que pueden contrarrestan los efectos de un incremento accidental de la reactividad con la consiguiente excursión de potencia que aparece asociada. Actúan como mecanismos de retroalimentación negativa, asociados a variables tales como temperatura y densidad en el núcleo del reactor. Cuando la potencia aumenta, aumentan las temperaturas y disminuyen las densidades. Estos mecanismos producen una disminución de la reactividad frente a un aumento en la temperatura o una disminución en la densidad de los materiales, lo cual, si la retroalimentación negativa se produce lo bastante rápido, tiende a disminuir o acotar la potencia.
En el caso de los reactores térmicos que emplean agua presurizada como refrigerante y como moderador, los mecanismos pasivos más importantes son:

-**Disminución de la reactividad por efecto Doppler**.
Cuando aumenta la temperatura del combustible, los átomos y sus núcleos vibran con mayor velocidad. Esto se traduce en un ensanche de los picos de resonancia en las secciones eficaces microscópicas de interacción de los neutrones con los núcleos

pesados. Este ensanche de los picos de resonancia aumenta la absorción de neutrones por esos núcleos.
En el caso de los reactores térmicos que operan con un combustible en el que predominan los núcleos de $^{238}_{92}U$ por sobre los núcleos físiles de $^{235}_{92}U$, las resonancias conducentes a capturas parásitas (no conducentes a fisiones) son dominantes y el efecto Doppler produce una retroalimentación negativa sobre la reactividad que tiende a aumentar la estabilidad del reactor.
El ensanche de las resonancias en los núcleos de $^{239}_{92}Pu$, por el contrario, favorece las fisiones y produce una retroalimentación positiva que tiende a disminuir la estabilidad del reactor.
A medida que aparecen en un combustible quemado isótopos con un número atómico mayor a 92, por lo general se observa una disminución en la magnitud del coeficiente Doppler (negativo) de reactividad y en la fracción efectiva de neutrones retardados, lo cual puede conducir a una disminución significativa de los márgenes de seguridad en el reactor.
Esta es una de las razones para retirar un elemento de combustible del núcleo del reactor, una vez alcanzado un grado de quemado límite.

-Disminución de la reactividad por disminución de la densidad del moderador.
Cuando la relación del combustible al moderador corresponde a una situación conocida como sub-moderación (la sobre y la sub-moderación se considerarán más adelante) una dilatación en el moderador produce dos efectos. Por un lado disminuye la capacidad de éste para disminuir la velocidad de los neutrones y hace que la población neutrónica sea menos eficaz para producir nuevas fisiones. Por el otro disminuye un poco la absorción y aumentan las fugas de neutrones al disminuir la densidad del material. Domina el primer efecto y se produce así una retroalimentación negativa sobre la reactividad.
Este efecto estabilizador de la disminución en la densidad del moderador es muy pronunciado en los reactores de agua presurizada en los cuales el refrigerante y el moderador son el agua misma.
Pero en reactores como el de Chernobyl, la moderación de los neutrones se lleva a cabo utilizando grafito, mientras que la evacuación de la potencia térmica del reactor se hace mediante agua en ebullición en tubos de presión rodeados por el moderador. Si por un aumento de potencia se enrarece el refrigerante, disminuye la absorción de neutrones y aumentan las fugas hacia el grafito. Este material continúa moderando los neutrones presentes, que ahora son más numerosos, se produce un aumento en las fisiones por neutrones térmicos y se refuerza el incremento en la potencia del reactor. Como consecuencia, en este tipo de reactores el efecto estabilizador de la dilatación del refrigerante no existe.

La disminución en la reactividad, debida a mecanismos pasivos como los descriptos, tiende ya, por si sola, a contrarrestar la perturbación en la potencia, disminuyéndola. Si fuera suficiente, frente a una perturbación en la reactividad, tendería a regresar el estado del reactor a su régimen de operación normal.
Además de estos mecanismos pasivos, los reactores poseen, como ya dijimos, mecanismos de control activos (barras de ajuste fino y grueso de la reactividad) que actúan en operación normal en un corto plazo. Si la perturbación en la reactividad no es demasiado rápida ni demasiado grande, permiten controlarla en la forma activa en la que generalmente se ejerce el control de los sistemas en ingeniería.

13.2 Incidentes, accidentes y medidas de seguridad

No obstante, pese a todos los esfuerzos de diseño y construcción tendientes a lograr que la reactividad responda de modo de estabilizar en forma efectiva al reactor, esta capacidad para auto-estabilizarse puede en algunos casos ser insuficiente. Por lo cual se recurre a las medidas de seguridad.
El objetivo de las medidas de seguridad, implementadas desde la fase de diseño y continuadas durante la construcción, el montaje y la operación de los reactores nucleares es impedir una liberación de radio-nucleídos que pudiera afectar la salud de los operadores de la planta o del público en general.
Para ello se utiliza una estrategia de defensa en profundidad, empleando tres niveles:

(a) Prevención de la ocurrencia de sucesos que pudieran dañar los elementos combustibles o cualquier otro sistema del núcleo del reactor (condiciones de operación inherentemente estables, márgenes de seguridad mecánicos y térmicos, estructuras y componentes confiables y de propiedades bien conocidas).

(b) Protección mediante sistemas que detienen el reactor si se produce un evento que puede dañar el combustible y liberar productos de fisión en el interior del recipiente del reactor.

(c) Mitigación mediante sistemas que limitan las consecuencias de posibles accidentes, en caso de que ocurran.

Todo lo anterior se acompaña de un conjunto de barreras físicas tal que cada una de ellas incluye a todas las que le preceden y actúa en caso de que todas las barreras previas hubieran fallado. Los productos de fisión en un reactor en operación se encuentran en su mayoría atrapados en el material cerámico de elevado punto de fusión que contiene al combustible nuclear (generalmente cilindros o esferas, según el tipo de reactor). El tubo de aleación metálica que contiene a su vez al material cerámico constituye de por sí una segunda barrera. El núcleo del reactor (que incluye los elementos combustibles, canales de circulación del refrigerante, elementos estructurales de medición y de control) se encuentra en un recipiente de presión cuya resistencia mecánica le permite soportar presiones y gradientes térmicos considerablemente mayores que los asociados con la operación normal: constituye una tercera barrera.
(En algunos modelos de reactor se tienen tubos de presión en paralelo en lugar de un recipiente de presión único). El recipiente de presión se encuentra a su vez contenido en una estructura de contención de acero y hormigón, que constituye una cuarta barrera.

Un avance significativo en la seguridad de los reactores que se ha venido incorporando en los nuevos modelos es concebir e implementar la estrategia de defensa en profundidad en base a mecanismos pasivos que operan siempre que sea necesario porque son el resultado de las leyes naturales. A diferencia de los mecanismos activos de defensa, que requieren una implementación de sistemas de control cuyos sensores, controladores y actuadores requieren de un suministro especial de energía para poder operar, los mecanismos de seguridad pasivos operan siempre.

Entre los eventos que pueden iniciar un accidente (algunos de los cuales se eliminan con los mecanismos pasivos mencionados) se tienen:

(a) la pérdida del flujo de refrigerante que extrae el calor producido por las reacciones de fisión en el combustible,

(b) la pérdida de volumen de refrigerante (por una rotura en el correspondiente circuito que lo transporta),

(c) la pérdida de un sumidero de calor (que puede conducir a un aumento inconveniente de la temperatura del refrigerante que entra al núcleo, como ocurre si se pierde la transferencia de calor al circuito secundario (PWR) o directo a la turbina (BWR),

(d) la inserción no controlada de reactividad que acelera bruscamente la cantidad de fisiones por unidad de tiempo, y por ende la producción de calor en el combustible.

El examen exhaustivo de incidentes y accidentes ha permitido mejorar significativamente todos los aspectos de la seguridad de los reactores nucleares, en particular implementar mejores procedimientos de operación.

13.3 Comentarios sobre el accidente de Three-Mile Island y la seguridad en las plantas nucleares de potencia:

En 1979, en la Unidad 2 de la planta nuclear de Three-Mile Island (Pennsylvania) se produjo el único accidente mayor en la historia de la generación nucleoeléctrica comercial en USA.

La unidad accidentada era un PWR común. El accidente se debió a una falla producida en el sistema de remoción de calor, cuando el reactor se encontraba operando al 97% de su potencia nominal. Dos de los peores accidentes concebibles, la pérdida del sumidero de calor y la pérdida del refrigerante, tuvieron lugar. Se fundió el combustible, pero funcionaron las barreras de contención externas (se liberó menos del 1% del inventario total de productos de fisión, aproximadamente 10^{17} Bq en un inventario de aproximadamente 10^{19} Bq) y no hubo explosión de hidrógeno (a diferencia de lo ocurrido en Chernóbil). Hasta el momento no ha sido posible demostrar un impacto de este accidente sobre la salud del público. El reactor fue destruido, pero nadie resultó herido. El accidente dejó en evidencia deficiencias importantes en los procedimientos de operación del reactor, en el entrenamiento de los operadores, y en el manejo de información que hace a la seguridad.

Todo esto sirvió de lección y fue tenido en cuenta de ahí en adelante.

13.4 El accidente de Chernóbil: un relato breve desde la perspectiva de la Ingeniería.

Características del reactor accidentado

La destrucción de la cuarta unidad de la Planta Nuclear de Potencia localizada en Chernóbil, Ucrania, en abril de 1986, fue el accidente más relevante ocurrido hasta la fecha y reforzó los temores del público acerca de la opción nuclear para generar potencia eléctrica.

El reactor en cuestión, de la clase RBMK-1000, era un reactor de agua hirviente, moderado con grafito y refrigerado con agua liviana.

En este tipo de reactor, los elementos combustibles, con **uranio enriquecido al 2% y** compuestos de 18 barras ordenadas en anillos concéntricos se encuentran en el interior de tubos de presión a través de los cuales circula el líquido refrigerante. A medida que el agua avanza por el tubo de presión, se va calentando y finalmente se vaporiza, saliendo un medio bifásico compuesto por una fase de agua líquida y una fase de vapor

de agua, con aproximadamente un 14% de vapor cuando el reactor opera a plena potencia de diseño.
El núcleo del reactor es un cilindro de 7 metros de altura y 12 metros de diámetro. Contiene 1661 tubos de presión, cuyos elementos de combustible se manejan (se sacan y se ponen) utilizando una máquina de recambio de combustible que se encuentra y se desplaza encima del núcleo del reactor. La máquina puede operar inclusive con el reactor a **plena potencia**, en forma continuada, a unos **3200 MW térmicos**.
Para compensar el exceso de reactividad del combustible en el núcleo del reactor se utilizaban 211 barras de control.
Como el núcleo del reactor junto con la máquina de recambio de combustible ocupan mucho espacio, parecería que a los diseñadores les pareció poco práctico (aunque era posible) construir una barrera de contención rodeando por completo al reactor, y esta decisión fue avalada por los supervisores y la agencia que autorizaba la construcción y posteriormente la operación de las plantas nucleares en la antigua URSS. En lugar de la barrera mencionada, se implementó un **sistema de localización de accidentes**.
Cuando se examina este último sistema, se advierte que fue pensado para mitigar las consecuencias de un accidente de pérdida de refrigerante (LOCA en la jerga nuclear):
Efectivamente, el sistema de localización se compone de varios compartimientos sellados que encierran las bombas que hacen circular el refrigerante, las tuberías de gran diámetro y otros elementos cuya falla podría desembocar en un LOCA. Los compartimientos se conectan con una piscina de supresión que se encuentra debajo del núcleo del reactor, y cuyas dimensiones en un plano horizontal estaban próximas a los 70 metros. Pero las conexiones entre los tubos de presión que contienen el combustible y la máquina de recambio estaban completamente desprotegidas. Esto sugiere que **se había decidido no proteger al reactor frente a una falla masiva de los canales de combustible, que fue el tipo de accidente que finalmente ocurrió.**
Para finalizar la descripción del reactor en los aspectos que se relacionan con el accidente, es importante destacar que como es moderado con grafito, el refrigerante opera como tal y además, sobre todo en estado líquido, como absorbente de neutrones. Por este motivo, si se producen vacíos aumenta la reactividad del núcleo del reactor. Éste presenta entonces **un coeficiente de reactividad de retroalimentación por vacío positivo, particularmente grande a baja potencia**. Un coeficiente de vacío positivo tiende a desestabilizar el reactor, por lo cual **se estableció un límite inferior para la operación continua del reactor situado en los 700 MW térmicos**.
Además, cuando las barras de control se introducen en el núcleo con el propósito de absorber neutrones y regular o detener las reacciones nucleares de fisión, desplazan agua del fondo de los canales por dentro de los cuales se mueven las barras. Durante las primeras etapas de la inserción de las barras, el agua desplazada es sustituida por grafito, como consecuencia de la construcción de las barras que incluye un elemento seguidor de ese material moderador de neutrones. Esto produce, durante las primeras etapas de la inserción, un efecto de aumento en la reactividad, de consecuencias tanto más funestas cuanto más lenta sea la penetración de las barras de control.

Resumen de los procesos que desembocaron en el accidente de Chernóbil

El accidente se generó a partir de un experimento destinado a determinar si un grupo turbo-generador, luego de ser desconectado de la red eléctrica y de cortarle el suministro de vapor a la turbina del grupo, podía mantener o no funcionando una bomba de emergencia que impulsa el fluido de refrigeración del núcleo del reactor durante un intervalo de tiempo lo bastante extenso (1 minuto), empleando para ello solamente la

energía cinética almacenada en el eje del grupo turbogenerador (que, como se sabe, incluye el rotor de la turbina y el rotor del generador, además del eje que los conecta).

Este asunto no tiene un interés meramente académico, a pesar de que las centrales de potencia cuentan con equipos motor-generador redundantes que entran en funcionamiento si se corta el suministro de energía eléctrica proveniente del o los grupos turbo-generadores. Al parecer el motivo del experimento fue simular una situación lo más parecida posible a una situación muy grave que se podría producir si la central era bombardeada en un ataque aéreo.

El experimento se había diseñado para ser ejecutado a una potencia algo superior a los 700 MW térmicos (el umbral de inestabilidad a bajas potencias), aproximadamente a un 25% de la potencia nominal del reactor. Durante el proceso de disminución de la potencia, se detuvieron al llegar al 50% de la potencia nominal, en vez de seguir bajándola, para satisfacer la demanda de potencia eléctrica de la red. La disminución de la potencia hasta el 50% se hizo lentamente (llevó 12 horas) con la ventaja de que entonces la concentración de Xenón (un absorbente neutrónico que se produce naturalmente como consecuencia de las reacciones de fisión) se encontraba en todo instante próxima a su valor de equilibrio, pero con la desventaja de que hubo que retirar del núcleo del reactor un cierto número de barras de control (también absorbentes de neutrones) para poder mantener el reactor en estado crítico (funcionando apropiadamente). La potencia se mantuvo al 50% durante 10 horas, y luego se retomó el proceso de disminución de la potencia del reactor.

Al parecer por impaciencia, o por otras razones ajenas a una operación normal, esta segunda disminución se llevó a cabo demasiado rápido, en una hora llegaron al 25 % cuando habían tardado 12 en llegar al 50 %. Al hacer esto el flujo neutrónico no alcanzó para quemar suficiente Xenón, el cual se comenzó a acumular envenenando el núcleo del reactor.

Debido a un error en el encendido del sistema de control automático de la potencia, éste no la pudo estabilizar y la potencia bajó al 1 %. Si se hubieran quedado así, y hubieran esperado un tiempo suficiente, no hubiera pasado nada. Pero conmutaron el control de automático a manual, y luego de 2 horas lograron estabilizar la potencia en un 7 %. Ahora bien, esto solo se puede hacer violando las reglas sobre el máximo número de barras de control que se pueden retirar. Además, otras reglas de operación que excluyen un funcionamiento sostenido de ese tipo de reactor (eso no pasa en los otros reactores) por debajo de un 20% de la potencia nominal fueron violadas. El problema que tuvieron para estabilizar la potencia en un nivel bajo se debió a la acumulación del Xenón y a la limitada capacidad de control de las barras de control que todavía permanecían parcialmente insertadas en el núcleo. Al comenzar el experimento el contenido de vacíos (burbujas de vapor) del refrigerante era muy bajo y este último se encontraba casi saturado. En este estado cualquier incremento de potencia o cualquier disminución en el flujo de refrigerante conduce a un aumento muy rápido y significativo en el volumen de vacíos, cosa que efectivamente ocurrió cuando cerraron la válvula de la turbina, la que quedó sin suministro de vapor y continuó girando por inercia, a velocidad decreciente.

Al disminuir la velocidad angular del rotor del generador de energía eléctrica solidario con la turbina, la alimentación de energía a las bombas comenzó a mermar y el flujo de

refrigerante comenzó a decrecer. Al decrecer el flujo creció el volumen de huecos y al crecer el volumen de huecos creció la reactividad del reactor (la capacidad para fisionar y producir potencia térmica).
Pese a que el operador, al percibir un incremento lento pero persistente en la potencia más allá del nivel en el cual la habían situado, activó el sistema de parada de emergencia, la entrada en el núcleo de las barras de parada de emergencia no bastó para compensar el aumento en la reactividad con la velocidad suficiente. El diseño de esas barras implica que, durante un breve lapso de tiempo pueden acelerar el incremento de reactividad, para luego disminuirlo. Este segundo efecto se produjo con un retardo tal que se produjo una primera excursión de potencia hasta alcanzar 100 veces la potencia nominal antes de disminuir rápidamente a los 0.4 segundos. Si el refrigerante hubiera estado circulando normalmente, posiblemente el combustible podría haber resistido el embate, pero como el flujo estaba menguando aumentó tanto la fracción de vacío que la reactividad aumentó nuevamente y se produjo una segunda excursión de potencia, llegando a 500 veces la potencia nominal.
Ahora, debido a un aumento muy rápido e intenso en su temperatura, se destruyó el combustible, el cual fue eyectado hacia el refrigerante. Esto produjo un rápido aumento de presión en los tubos que llevaban el combustible debidamente envainado y una rápida vaporización del refrigerante que se llevaba el calor producido en el combustible. La onda de choque resultante de la interacción entre el combustible y el refrigerante rompió los tubos de presión y levantó la tapa de acero y hormigón del blindaje biológico (de un millón de kilos). La interacción entre el combustible fundido y el agua condujo a la formación de una mezcla química explosiva. El encendido de la mezcla produjo entonces una explosión química muy intensa, tan intensa que superó con mucho las energías liberadas durante las dos excursiones de potencia nuclear ya mencionadas, se incendió el moderador de grafito del núcleo y expulsó el contenido del núcleo hacia la atmósfera. Esto último pudo ocurrir sin más debido a que este tipo de reactor no dispone de las barreras adicionales de contención que poseen los demás reactores nucleares. Se calcula que un 5% del inventario original de elementos radioactivos integrantes del núcleo del reactor fue liberado a la atmósfera, lo que equivale en este caso a 1.85×10^{18} Bq. La ruptura de los tubos de presión suministró una vía de entrada y una vía de salida de aire, lo cual habilitó la combustión prolongada por varios días de las masas de moderador de grafito y complicó aún más el manejo del accidente.

Esta reconstrucción es una simplificación de lo ocurrido, y para valorarla debe tenerse en cuenta que en el accidente se combinaron numerosos fenómenos, algunos de los cuales se compensan unos a otros. Pero no fue una explosión nuclear sino química. ¡Y eso fue bastante!
En suma. Fue un accidente inducido por un aumento en la reactividad del núcleo del reactor, debida a deficiencias importantes en el diseño del núcleo y de las barreras de contención. Se inició debido a errores humanos ocurridos bajo unas condiciones de operación completamente anormales. Terminó en una explosión química que esparció contaminantes radioactivos en la atmósfera con las consecuencias conocidas.
Este accidente fue clasificado como de nivel 7 por el OIEA. (La escala del OIEA, designada por la sigla INES, posee 7 niveles. Se pasa de un nivel al siguiente mediante un factor de 10 en la severidad del incidente o accidente que está siendo clasificado. Un incidente de nivel 3 es, según esto, 10.000 veces menos severo que un accidente de nivel 7).

14 Dinámica y control de reactores y centrales nucleares. II: Modelos

"La simulación y el modelado matemático potenciarán al siglo XXI como el vapor potenció al siglo XIX"
(William Press, comentando el libro de N. Gershenfeld, "The Nature of Mathematical Modeling", Cambridge University Press, U.K., 1999)

En este capítulo vamos a analizar, en forma somera pero hasta donde resulte posible cuantitativa, algunos aspectos más delicados de la estabilidad de los reactores y plantas nucleares.
Hasta este momento, desde el punto de vista de los modelos matemáticos, solo tuvimos en cuenta el efecto de los neutrones retardados en la sección 7.4, cuando planteamos un par de ecuaciones que describen como evoluciona la potencia del reactor bajo la influencia de un único grupo de esos neutrones. Allí consideramos la reactividad como si fuera un dato del problema.

14.1 El modelo de cinética puntual y la ecuación integro-diferencial de la dinámica de un reactor

Una formulación más precisa de la dinámica de un reactor exige:

(a) Conectar la reactividad con las variables de estado del reactor, incluso con las variables del resto de la central, cuando corresponda.
(b) Discriminar ambos tipos de neutrones, instantáneos y retardados.
(c) Considerar la posibilidad de una fuente de neutrones externa, como la que se puede utilizar para el primer arranque de un reactor o como la que se utiliza en forma permanente en los reactores híbridos (que se considerarán en el capítulo sobre las tecnologías del futuro).

Si $\beta = \sum_i \beta_i$ es la fracción de neutrones retardados, expresada como suma de fracciones parciales correspondientes a diferentes grupos con retardos distintos, la cinética del reactor se puede representar, en una versión mejorada, así:

$$\frac{dP}{dt} = (\frac{\rho - \beta}{\Lambda}).P + \sum_i \lambda_i .C_i + Q \qquad [1a]$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda}.P - \lambda_i .C_i \qquad [1b]$$

El subíndice i representa el i-ésimo grupo de emisores de neutrones retardados, λ_i su constante de decaimiento y Q la intensidad de una posible fuente externa de neutrones. (Por lo general es suficiente trabajar con 6 grupos de emisores de neutrones retardados). Igual que antes, $P(t)$ representa la *potencia térmica del reactor*, ρ es la *reactividad* y Λ es el *tiempo promedio entre fisiones*.

Integrando entre $t = -\infty$ y t las ecuaciones de evolución de las variables C_i , que son *proporcionales a las concentraciones de los emisores de neutrones retardados* y que se supone que permanecen *acotadas*, se puede resumir la cinética del reactor en una única ecuación integro-diferencial:

$$\frac{dP(t)}{dt} = (\frac{\rho - \beta}{\Lambda}).P(t) + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot \int_{-\infty}^{t} D(t - t').P(t').dt' + Q \qquad [2]$$

Por definición: $$D(t) = \sum_i \lambda_i \frac{\beta_i}{\beta} . e^{-\lambda_i . t} \qquad [3]$$

Entonces: $$\int_0^\infty D(t) \cdot dt = 1 \qquad [4]$$

Se puede definir un tiempo promedio de retardo t_d en la emisión de neutrones por decaimiento de productos de fisión y otros procesos:

$$t_d = \int_0^\infty t \cdot D(t) \cdot dt = \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} \cdot \frac{1}{\lambda_i} \qquad [5]$$

La ecuación integro-diferencial [2] se puede re-escribir de esta forma, más conveniente para nuestro propósito:

$$\frac{dP(t)}{dt} = (\frac{\rho - \beta}{\Lambda}).P(t) + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty D(t').P(t-t').dt' + Q \qquad [6]$$

Asumiendo una fuente externa de neutrones constante, si P_0 es una potencia de régimen, cuando $P = P_0$ la reactividad total se anula porque sus distintos términos se compensan exactamente entre sí, como vimos en la sección 12.2.

Definiendo una perturbación de la potencia P respecto de su valor de régimen $p = P - P_0$, de la fórmula [6] se deduce para la evolución de la perturbación:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \left(\frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right) \cdot p(t) + \frac{\rho}{\Lambda} \cdot P_0 + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty D(t') \cdot p(t-t') \cdot dt' \qquad [7]$$

La fórmula [7] se utiliza a menudo para estudiar la evolución de una *pequeña perturbación en la potencia, asociada con valores de la reactividad también pequeños*[43].

14.2 Escalas de tiempo, retroalimentación y estabilidad de reactores

Las principales variables que se retroalimentan sobre la reactividad son la concentración de xenón, la temperatura del moderador, la variable asociada con el efecto Doppler en el

---

[43] En este caso se puede despreciar $\rho \cdot p$ y teniendo en cuenta la igualdad [4] la fórmula [7] se puede aproximar por la siguiente expresión lineal en p:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\rho}{\Lambda} \cdot P_0 + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty D(t') \cdot \left(p(t-t') - p(t) \right) \cdot dt' \qquad [a]$$

Ahora es necesario conectar la reactividad ρ con las variables de estado que la afectan.

En una aproximación aplicable a pequeñas perturbaciones respecto del estado de régimen, se pueden eliminar las variables de estado introduciendo una función $h(t)$ que resume los aportes de todas ellas a la reactividad, de modo tal que resulta posible plantear esta expresión:

$$\rho = \rho_{ext}(t) + \int_0^\infty h(t') \cdot p(t-t') \cdot dt' \qquad [b]$$

Si suponemos dada la evolución del término de reactividad externa (que proviene de los mecanismos de control del reactor), y asumimos que, hasta un cierto instante, que podemos tomar como inicial, el reactor se encontraba en régimen ($p = 0$) y en ese momento es perturbado, las ecuaciones [a] y [b] permiten describir lo que acontece aplicando métodos bien conocidos de análisis de sistemas lineales. No obstante, un **análisis lineal** resulta muchas veces insuficiente, como se verá durante el desarrollo de este capítulo.

combustible, las densidades de los materiales del núcleo (moderador, combustible, refrigerante y materiales estructurales) así como la fracción de vacíos debida a las burbujas de vapor. Estas variables primarias, que a través de la reactividad determinan la evolución de la potencia térmica del reactor, se ven a su vez influidas por el campo de temperatura en el combustible, los campos de temperatura, presión y densidad en el refrigerante.

La potencia del reactor influye directamente sobre la temperatura del combustible y sobre la del moderador (más débilmente). A través de las variables de estado del refrigerante se produce la interacción con otras variables de estado de la planta, externas al reactor, como por ejemplo el generador de vapor en el caso de los PWR, o de los reactores avanzados de gas que poseen un circuito de vapor como los reactores de agua presurizada.

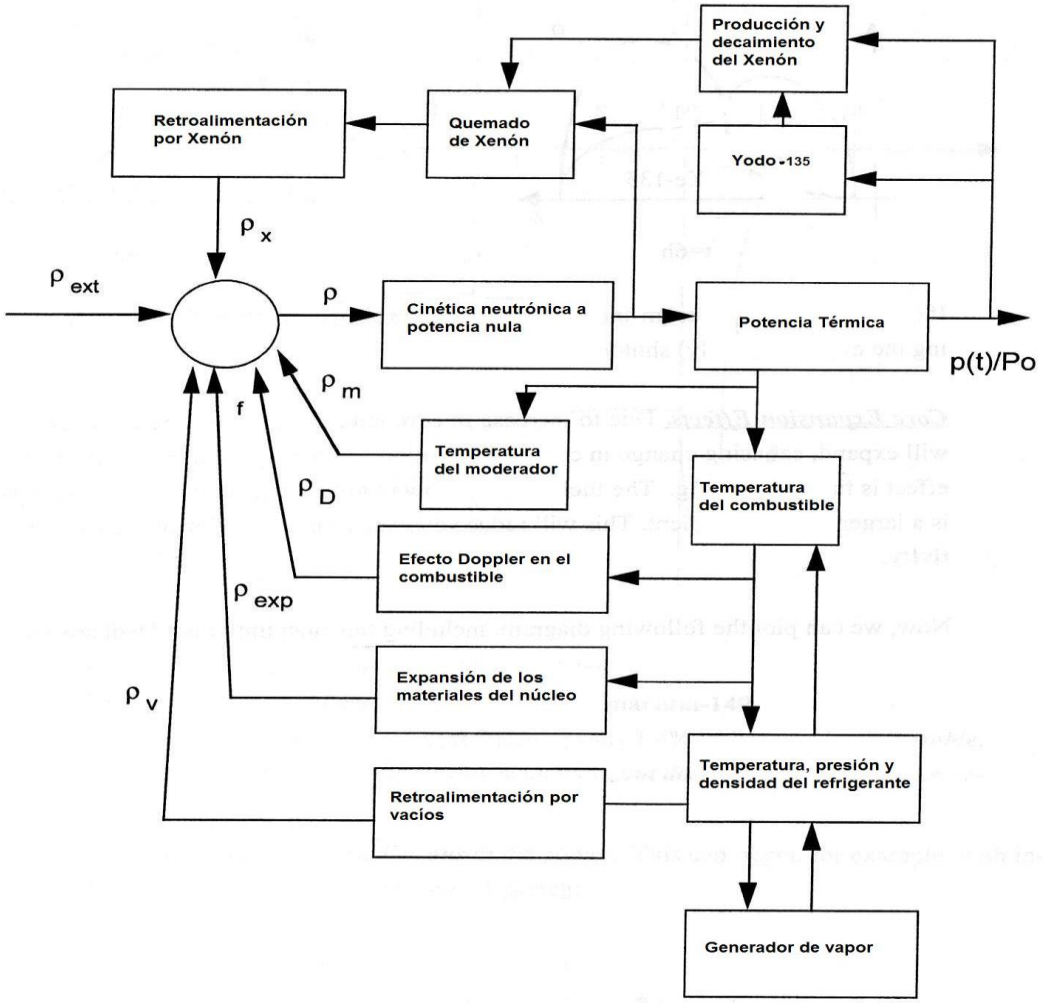

Figura 14.1 Efectos de retroalimentación sobre la reactividad

Para construir modelos matemáticos de la dinámica del reactor y de la planta nuclear, es conveniente distinguir varias escalas de tiempo, características de los procesos más relevantes:

- Una escala del orden del año que corresponde al quemado del combustible y a la producción de elementos transuránidos.
- Una escala del orden del mes que se asocia con la producción del samario.

- Una escala del orden del día que corresponde a la acumulación y depleción del xenón.
- Una escala del orden de las 10 horas, asociada a las variaciones diurnas del flujo neutrónico y a las oscilaciones espaciales del xenón.
- Una escala del orden de decenas de segundos que corresponde al tiempo de tránsito del refrigerante a través del circuito primario.
- Una escala del orden de segundos, asociada al tiempo de tránsito a través del núcleo del reactor y a los efectos dominados por los emisores de neutrones retardados.
- Una escala del orden de décimas de segundo características de la transferencia de calor del combustible hacia el refrigerante.
- Una escala de centésimas de segundo, característica de los efectos dominados por los neutrones instantáneos.

Las variables de un modelo de un reactor o una central se pueden clasificar en tres categorías:
-Las **variables de referencia**, cuyos tiempos característicos pertenecen a una de las escalas antes mencionadas y corresponden a los fenómenos que interesa estudiar.
-Las **variables lentas** cuyas escalas de tiempo son de un orden mayor, y pueden considerarse como si fueran constantes, transformándose en parámetros del modelo.
-Las **variables rápidas** cuyas escalas de variación temporal son de un orden inferior al de las variables de referencia.
Las variables rápidas plantean un problema más delicado, si se quiere simplificar su dinámica y hacerlas desaparecer del modelo. Si el reactor opera en un régimen que puede catalogarse como estable, con variaciones acotadas en sus variables de estado, se puede suponer que las variables rápidas se encuentran en todo momento relajadas al equilibrio con las variables de referencia. Entonces las variables rápidas quedan dadas en función de las variables de referencia y se pueden hacer desaparecer del modelo. Pero si el reactor se encuentra en una zona de inestabilidad, con las variables de referencia divergiendo cada vez más rápido, a medida que transcurre el tiempo se puede borrar la distinción entre las escalas de las variables rápidas y de referencia. La simplificación anterior ya no es factible.

Supongamos de ahora en adelante que se anula el término $Q(t)$ que representa una fuente externa de neutrones.
Si las variaciones en la potencia del reactor son lo bastante lentas como para que su escala sea mucho mayor que la escala t_d representativa de la emisión de neutrones retardados, en la integral que aparece en la fórmula 14.1 [6], $P(t-u)$ se puede aproximar por [$P(t)-u\cdot\frac{dP(t)}{dt}$]. Teniendo en cuenta la definición 14.1 [5] del retardo t_d, e introduciendo la aproximación mencionada, se obtiene la denominada **aproximación del tiempo de vida media efectivo** Λ_d:

$$\frac{dP(t)}{dt} \approx \frac{\rho}{\Lambda_d}\cdot P \qquad [1]$$

Por definición

$$\Lambda_d = \Lambda + \beta\cdot t_d \approx \beta\cdot t_d \qquad [2]$$

En la sección 14.3 emplearemos la aproximación dada en la fórmula [1] para estudiar algunos aspectos de la estabilidad de un reactor BWR y en la sección 14.4 la utilizaremos para construir un modelo de una central nuclear con un PWR.
Si las variaciones en la potencia son tan rápidas que su escala es muy pequeña respectos de los retardos con los que son emitidos los neutrones retardados, y si hasta el instante inicial el reactor se encuentra en régimen con una potencia P_0, entonces a partir de la fórmula 14.1 [6] se obtiene la siguiente aproximación, con una **fuente constante de neutrones retardados**:

$$\frac{dP(t)}{dt} \approx \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \cdot P + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot P_0 \qquad [3]$$

En la sección 14.5 emplearemos la fórmula [3] para estudiar la posibilidad de acoplamiento entre oscilaciones rápidas y de amplitud elevada en la potencia térmica y vibraciones mecánicas de pequeña amplitud en los materiales del núcleo del reactor.

14.3 Estabilidad de un reactor de agua en ebullición

Consideremos ahora el comportamiento dinámico y la estabilidad de un BWR. El reactor se encuentra operando en estado estacionario con una potencia P_0. Supongamos que sufre pequeñas perturbaciones frente a las cuales responde en escalas de tiempo lo bastante extensas como para que se pueda utilizar la aproximación 14.2 [1], pero lo bastante cortas como para que se puedan despreciar los efectos debidos a la acumulación de productos de fisión y formación de transuránidos, así como las modificaciones en la concentración de xenón. Si $p = P - P_0$ es pequeño, la 14.2 [1] se puede aproximar por:

$$\frac{dp(t)}{dt} \approx \frac{\rho}{\Lambda_d} \cdot P_0 \qquad [1]$$

Supondremos que la temperatura T_c del combustible verifica la ecuación de balance:

$$C_c \cdot \frac{dT_c}{dt} = P - h_{cr} \cdot (T_c - T_r) \qquad [2]$$

Aquí C_c es la capacidad calorífica del combustible y h_{cr} es un coeficiente de transmisión del calor desde el combustible hacia el refrigerante.
En estado de régimen:

$$P_0 - h_{cr} \cdot (T_{c,0} - T_r) = 0 \qquad [3]$$

Restando miembro a miembro las ecuaciones [2] y [3], e introduciendo $\Delta T_c = T_c - T_{c,0}$, $T_c{*} = T_{c,0} - T_r$ y el tiempo de respuesta $\tau_c = \frac{C_c}{h_{cr}}$ se obtiene:

$$\tau_c \cdot \frac{d\Delta T_c}{dt} + \Delta T_c = \frac{T_c{*}}{P_0} \cdot p \qquad [4]$$

En un reactor con agua en ebullición en el que se mantiene aproximadamente constante la presión del refrigerante, cosa que supondremos ocurre en este caso, los cambios en la temperatura T_r durante los transitorios son comparativamente menores comparados con los cambios en la temperatura T_c del combustible o en la fracción de vacíos en los canales de combustible. Por este motivo los cambios en T_r no son importantes al considerar los efectos de retroalimentación de las variables de estado del reactor sobre

su reactividad. Además, al permanecer T_r prácticamente constante, también permanece constante $T_c * = T_{c,0} - T_r$

Por el contrario, la influencia de las modificaciones en la fracción de vacíos $\alpha(t)$ sobre la reactividad en un BWR es de importancia comparable o incluso superior a la de la temperatura del combustible. Asumiremos que la desviación $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha_0$ de la fracción de vacíos respecto de su valor α_0 correspondiente al estado estacionario del reactor verifica la ecuación siguiente:

$$\tau_v \cdot \frac{d\Delta\alpha}{dt} + \Delta\alpha = R \cdot \frac{\alpha_0}{P_0} \cdot p \qquad [5]$$

Aquí τ_v es un tiempo característico del crecimiento de las burbujas y R es un parámetro que mide la efectividad de la distribución espacial de la potencia, a lo largo de los canales de combustible, para producir modificaciones en la fracción de vacíos. La fracción de vacíos depende del influjo de calor desde el combustible hacia el refrigerante, del grado de subenfriamiento del agua que ingresa al núcleo del reactor (en parte agua de alimentación, en parte agua de recirculación) y de la presión del refrigerante. Como dijimos, supondremos que la presión del refrigerante se mantiene constante regulando el flujo de vapor hacia la turbina, y supondremos además que el agua ingresa al núcleo a una temperatura próxima a la de saturación. Entonces cabe esperar que la fórmula [5] se pueda aplicar durante transitorios relativamente lentos y que, al menos aproximadamente:

$$\tau_v = \tau_c = \tau \qquad [6]$$

Finalmente, la reactividad en términos de pequeñas variaciones en la temperatura del combustible y en la fracción de vacíos se puede expresar, de acuerdo con lo visto en la fórmula 12.2 [2]:

$$\rho \approx \kappa_c \cdot \Delta T_c + \kappa_v \cdot \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \qquad [7]$$

En este caso κ_c es el coeficiente de reactividad por temperatura del combustible y κ_v es el coeficiente de reactividad por vacío.

Sustituyendo [7] en [1] se obtiene:

$$\frac{dp(t)}{dt} \approx \frac{\kappa_c \cdot \Delta T_c + \kappa_v \cdot \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}\right)}{\Lambda_d} \cdot P_0 \qquad [8]$$

A partir de [4], [5], [6] y [7], después de algunos cálculos se puede deducir la siguiente ecuación diferencial lineal, de segundo orden y coeficientes constantes, que describe la evolución de una pequeña perturbación $p = P - P_0$ en la potencia:

$$\tau \cdot \frac{d^2 p(t)}{dt^2} + \frac{dp(t)}{dt} - \left(\frac{\kappa_c \cdot T_c * + \kappa_v \cdot R}{\Lambda_d}\right) \cdot p(t) = 0 \qquad [9]$$

La solución general se puede expresar como una combinación lineal de exponenciales, de la forma $p(t) = P(t) - P_0 = A_1 \cdot e^{\mu_1 \cdot t} + A_2 \cdot e^{\mu_2 \cdot t}$

Los coeficientes μ_1 y μ_2 son las raíces de la ecuación de segundo grado:

$$\tau \cdot \mu^2 + \mu - \left(\frac{\kappa_c \cdot T_c * + \kappa_v \cdot R}{\Lambda_d}\right) = 0 \qquad [10]$$

El reactor es estable frente a pequeñas perturbaciones si $\lim_{t\to\infty} p(t) = 0$ para toda perturbación inicial lo bastante pequeña. Pero esto ocurre siempre y cuando las raíces de [10] sean ambas negativas o posean parte real negativa. Para ello es necesario y suficiente que $\kappa_c \cdot T_c{}^* + \kappa_v \cdot R < 0$.

Si el coeficiente de reactividad por temperatura del combustible es negativo, esto equivale a la relación:

$$\kappa_v < \frac{|\kappa_c| \cdot T_c{}^*}{R} \qquad [11]$$

A vía de ejemplo, para el coeficiente de reactividad por temperatura del combustible κ_c se puede tomar -2×10^{-5} /º C, para la temperatura $T_c{}^* = T_{c,0} - T_r$ tomamos 300 º C y para el parámetro adimensional de efectividad de formación de burbujas R adoptamos 0.2. Entonces la condición de estabilidad del reactor se reduce a $\kappa_v < 0.03$.

Así pues, aún un coeficiente de reactividad por vacíos positivo, que si actuara por sí solo implicaría necesariamente una inestabilidad estática del reactor y no sería admisible, cuando interactúa con el coeficiente de reactividad por temperatura, este sí negativo, puede resultar admisible siempre que no supere un umbral.

Al no haber encontrado una cota inferior para κ_v en nuestro estudio de estabilidad, podría pensarse que si κ_v es negativo mejor, y si es negativo, cuanto mayor sea su valor absoluto, mejor aún. Por supuesto que esto es así en el marco del modelo matemático que utilizamos para discutir la estabilidad, pero una de las condiciones de validez del modelo es que la duración de los transitorios sea significativamente mayor que el tiempo que emplea el refrigerante en atravesar el núcleo del reactor. Cuando esta condición no se cumple, comienza a adquirir importancia el retardo (menor que 1 segundo) que siempre existe entre la variación en el influjo de calor desde el combustible hacia el refrigerante y la variación de la potencia térmica del núcleo. La formación de burbujas depende de este influjo, y presenta un retardo τ_v a su vez, como ya vimos y tuvimos en cuenta al formular la ecuación [5]. Para transitorios más rápidos, en escalas de tiempo comparables con el retardo en el influjo de calor, es necesario tener en cuenta en forma explícita el efecto de los neutrones retardados. Un modelo más detallado y realista permite descubrir una inestabilidad dinámica, asociada con valores negativos del coeficiente de reactividad por vacíos que son inferiores a un cierto valor umbral, ahora negativo. Esta inestabilidad se ha observado durante la operación de algunos BWR. [44]

14.4 Modelo simplificado de una central nuclear

El fin último de una central nucleoeléctrica es suministrar potencia eléctrica a una red de generación, transmisión y consumo, en forma económica, confiable y con una calidad adecuada.

---

[44] Dos trabajos recientes que estudian, mediante la construcción ab-initio de modelos matemáticos de orden reducido, la estabilidad de los reactores de agua en ebullición son los siguientes: R. Suárez Ántola y J.J. Flores-Godoy, "Contribution to BWR Stability Analysis Part I: Analytical Approach using a Reduced Order Model", Annals of Nuclear Energy,**67**:129-145, 2014 y R. Suárez Ántola y J.J. Flores-Godoy, "Contribution to BWR Stability Analysis Part II: Numerical Approach using a Reduced Order Model", Annals of Nuclear Energy,**67**:146-158, 2014.

La mayoría de las redes operan con corrientes alternas trifásicas, de modo que se busca que el usuario disponga en la entrada de su instalación un conjunto trifásico de tensiones con una forma de onda, frecuencia, amplitud (dada como valor eficaz de la onda de tensión) y diferencias de fase lo más próximos que sea posible a sus valores nominales. Estos son valores de referencia tales como, por ejemplo, forma de onda senoidal, 50 Hz para la frecuencia en la Unión Europea y la mayor parte de los países de Sudamérica (60 Hz en otros casos, como Brasil y USA), 120º para la diferencia entre fases consecutivas de las ondas de voltaje, 220 V para la amplitud del voltaje entre el conductor que suministra una de las fases y el conductor que cumple la función de neutro (en el caso del suministro a hogares) y diferencias de fase entre la onda de voltaje y la onda correspondiente de corriente alterna que aseguren el suministro del flujo de potencia eléctrica demandado y efectivamente consumido en las cargas -o sea, la denominada **potencia activa**- en condiciones de operación del sistema eléctrico considerado como una totalidad, que resulten admisibles tanto desde el punto de vista de su confiabilidad como de su calidad).
En la práctica, esto solo se puede alcanzar en forma aproximada debido a que la potencia demandada por los usuarios varía permanentemente y porque se producen fallas en alguno de los numerosos componentes del sistema eléctrico al que la central nuclear se encuentra conectada. Por este motivo se establecen tolerancias admisibles para las desviaciones respecto de los valores nominales de los parámetros del suministro eléctrico (por ejemplo, se toleran frecuencias de corriente alterna comprendidas entre 48 y 52 Hz) y se implementan sistemas de control tendientes a mantener los parámetros de calidad eléctrica dentro de los límites establecidos.

Por lo general la central nuclear no es el único sistema de conversión (de generación de potencia eléctrica, como se dice), sino que es uno más de los integrantes de un conjunto de plantas generadoras que sirven a una red que puede ser (y por lo general tiende a ser) multinacional.
Como dijimos en la introducción, las plantas nucleares se suelen utilizar para satisfacer la demanda de base y los requerimientos por encima de esta demanda se satisfacen con otro tipo de centrales de potencia. Esto se hace fundamentalmente por razones económicas. Si bien es cierto que la velocidad de respuesta de las plantas nucleares puede ser sensiblemente inferior a la de otras centrales, son perfectamente capaces de seguir la carga (es decir, seguir la demanda de potencia eléctrica P_e que recibe la central) dentro de ciertos límites, y en general pueden operar en un intervalo amplio de potencias (digamos entre un 20% y un 100% de su potencia térmica nominal P_N).

Para optimizar el funcionamiento de un sistema eléctrico complejo, con varias plantas generadoras, extensas líneas de transmisión, estructura interconectada en forma de malla, numerosos centros de transformación y distribución, así como un gran número de usuarios industriales y domésticos, se utiliza una estructura jerárquica de sistemas de control.

El nivel más bajo se encuentra a nivel de los nudos de la red eléctrica, donde se encuentran las plantas generadoras (nudos de generación), los nudos de interconexión al final de los tramos de línea de transmisión que integran el mallado de transmisión y distribución, y los nudos de consumo.

A nivel del nudo de generación correspondiente a la central, se controlan la frecuencia de rotación del eje común del grupo turbina-generador trifásico, la potencia mecánica

producida en la turbina y la tensión entre los terminales del alternador (generador de corriente alterna).

La frecuencia f de la pulsación eléctrica generada por el alternador es proporcional a la frecuencia angular Ω de rotación del eje común y al número p de pares de polos magnéticos que posee el rotor de la máquina:

$$f = \frac{p}{2 \cdot \pi} \cdot \Omega \qquad [1]$$

Si la eficiencia de conversión mecánico-eléctrica del grupo turbogenerador es constante, la potencia eléctrica inyectada por el generador es proporcional a la potencia mecánica producida en la turbina.

Para una velocidad angular de rotación Ω del eje del turbo-grupo dada, se puede controlar la tensión entre los terminales del alternador modificando la corriente continua i_c que atraviesa los devanados del rotor y genera el campo magnético rotatorio de acción (el campo primario que induce las corrientes trifásicas en el estátor que demanda la carga).
Esto se basa en que la amplitud del voltaje inducido V_a en cada fase es proporcional al flujo magnético ϕ_B resultante de la combinación del campo de acción ya mencionado (que usualmente es el campo dominante) con el campo magnético de reacción (campo perturbador) producido por las corrientes alternas inducidas en el estátor:

$$V_a \approx K_{em} \cdot \phi_B \cdot \Omega \qquad [2]$$

Con fines de control se establece un orden de prioridades:

(1) Primero se actúa variando la potencia mecánica de la turbina para mantener Ω en las proximidades de su valor de referencia Ω_0 (que corresponde a una frecuencia f_0 de la pulsación eléctrica en la red igual a 50 Hz, por ejemplo).

(2) Después se actúa sobre las corrientes del rotor para mantener V_a en las proximidades de su valor de referencia $V_{a,0}$ (un valor comprendido entre los 6 y los 25 kV, dependiendo de la máquina eléctrica, como dijimos en la sección 9.3, parte 1).

Otros objetivos de control, como las amplitudes y las relaciones de fase entre tensiones, y las relaciones de fase entre las pulsaciones de las tensiones y de las corrientes en distintos nudos de la red, situados fuera de los nudos de generación, se alcanzan utilizando bancos de capacitores, bancos de bobinas y dispositivos de electrónica de potencia (denominados generadores estáticos), así como mediante transformadores de regulación que permiten modificar la amplitud de la tensión en un nudo y el ángulo de fase entre la tensión y la corriente.

En la Fig. 14.2 puede verse un esquema de un sistema eléctrico del tipo que estamos considerando.

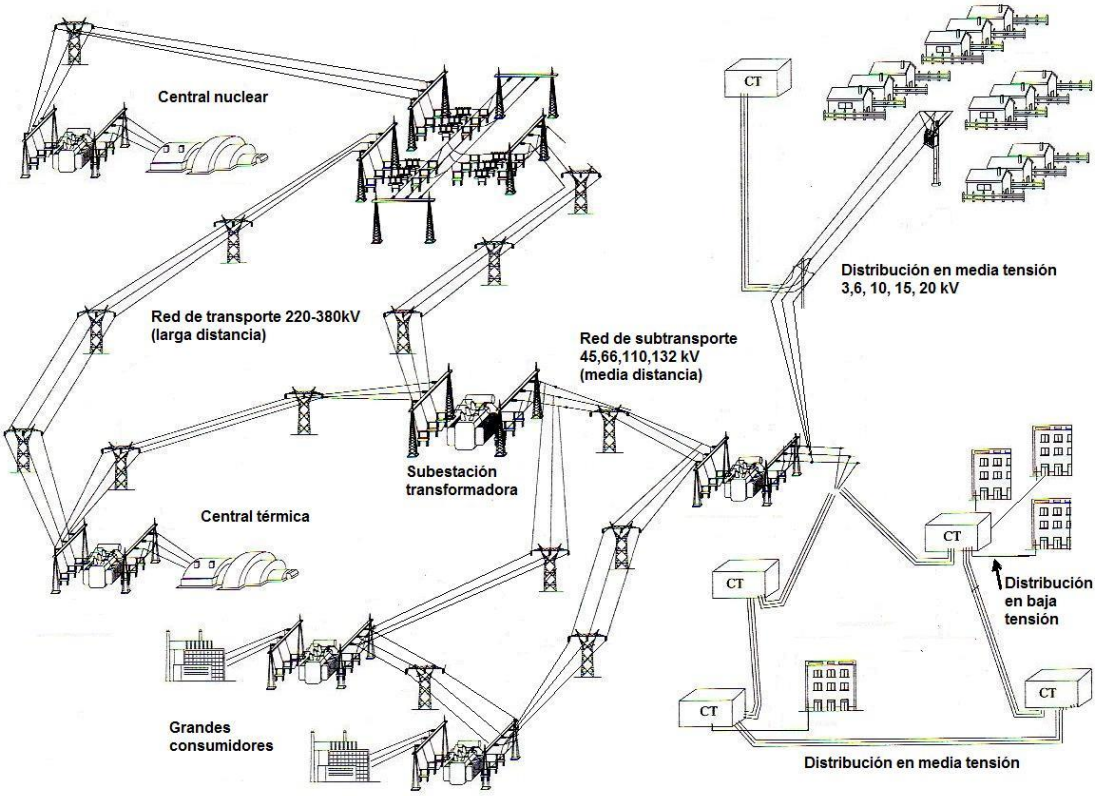

Figura 14.2 Representación de un sistema de generación, transmisión, distribución y consumo de potencia eléctrica

Como una planta puede salir de servicio en forma intempestiva, el sistema de generación debe tener una reserva suficiente como para poder aumentar la generación de algunas plantas hasta compensar la generación de potencia perdida. Por ejemplo, consideremos cuatro plantas generadoras que poseen la misma potencia nominal y operan al 75% de dicha potencia. Si una de ellas sale de servicio y si las demás incrementan su potencia hasta un 100% de la potencia nominal, en principio pueden compensar la pérdida en la potencia generada por la planta que se desconecta del sistema. Esta maniobra requiere de acciones de control globales, que pertenecen a un nivel jerárquico superior al nivel local que vamos a considerar en este libro.

En lo que sigue nos centraremos en el control de la frecuencia y de la potencia, porque en el caso de una central nuclear dichos controles involucran la dinámica del reactor en una forma decisiva. El control de las tensiones de fase a la salida del alternador es igual al utilizado en las demás centrales, por lo cual presenta menos interés para nosotros.

En la sección 9.3, parte 4, Figura 4.5, presentamos un esquema simplificado de los sistemas de control de una central nuclear. Ahora nos proponemos estudiar algunos aspectos con mayor detalle.

En principio, una central nuclear puede operar con el objetivo de producir e inyectar a la red una potencia eléctrica constante que es una parte de la demanda de base, quedando a cargo de otras plantas generadoras el hacerse cargo de las variaciones en la demanda por encima del mínimo.

En ese caso se dice que la turbina sigue al reactor o también que el reactor se encuentra desacoplado de su carga. Se ajusta la reactividad del núcleo y la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina de modo de que esta reciba la potencia térmica proveniente del reactor y la convierta en una potencia mecánica preestablecida. Si es necesario, se ajustan los flujos de refrigerante en el circuito primario para transferir el

calor manteniendo los campos de temperaturas dentro de los límites previstos durante el diseño.

No obstante, el reactor no puede estar totalmente desacoplado de la carga, puesto que esto podría tener consecuencias catastróficas. Para ver esto, considérese un grupo turbina-generador a plena carga, produciendo su potencia eléctrica nominal y rotando con velocidad angular constante. En ese caso el momento de las fuerzas mecánicas originado en la turbina y aplicado sobre el eje común, es compensado exactamente por la suma de un momento de fuerzas mecánicas de origen electromagnético (proporcional a las corrientes que circulan por el devanado del estator), y de un momento resistente debido a las fuerzas de fricción[45].

---

[45] La potencia eléctrica instantánea que el alternador intercambia con la red se puede descomponer en la suma de un valor promedio tomado sobre un período (es decir $\frac{1}{f_o}$) de la corriente alterna, y un término fluctuante de valor promedio nulo. El valor promedio se denomina **potencia activa** y es entregada a la red por el generador. El término fluctuante se denomina **potencia reactiva** y es intercambiada entre el generador y la red. Si V_a es el valor eficaz de los voltajes generados en los bornes del alternador y i_a es el valor eficaz de la corriente eléctrica inducida en los devanados del estátor, entonces para un sistema perfectamente equilibrado la potencia eléctrica activa se pueda estimar por $3 \cdot V_a \cdot i_a \cdot \cos\varphi$, siendo φ el ángulo de desfasaje entre la tensión y la corriente de cada fase. Igualando la potencia eléctrica instantánea suministrada por el generador a su carga con la potencia mecánica instantánea suministrada por la turbina para vencer el momento resistente de origen electromagnético aplicado sobre el rotor, y por tanto sobre el eje común del turbo-grupo, y **promediado sobre un período de la pulsación eléctrica**, se tiene:

$$3 \cdot V_a \cdot i_a \cdot \cos\varphi \approx M_{em} \cdot \Omega \qquad \text{[a]}$$

Si ϕ_B es el flujo magnético generado por la corriente continua en los devanados del rotor del alternador, y teniendo en cuenta la fórmula [2] de esta misma sección, el valor promedio del momento resistente de origen electromagnético se puede representar mediante:

$$M_{em} \approx 3 \cdot K_{em} \cdot \phi_B \cdot i_a \cdot \cos\varphi \qquad \text{[b]}$$

Si la carga es puramente reactiva (inductiva o capacitiva) el ángulo de desfase φ es de 90º y entonces el valor promedio del momento electromagnético a lo largo de un período de la corriente alterna es nulo, no así su valor instantáneo que cambia de signo. Debido a la enorme inercia rotacional del eje común con sus masas anexas, la fluctuación del momento electromagnético debida a los componentes puramente reactivos de la carga es filtrada por el sistema mecánico y no influye sobre su velocidad angular. Pero provoca pequeños esfuerzos mecánicos alternos sobre el eje que no son desdeñables desde el punto de vista de la resistencia de los materiales y la mecánica de la fractura, porque pueden producir crecimientos de defectos por fatiga. Esta pequeña fracción de energía mecánica disipada durante las deformaciones del eje apenas disminuye la potencia activa. Todo eso se tiene en cuenta, primero durante el diseño mecánico, y luego durante el mantenimiento preventivo de la máquina.

Si suponemos que la carga es una misma resistencia pura R_L en las tres fases, resulta $\cos\varphi = 1$ y $V_a = R_L \cdot i_a$

Entonces: $$M_{em} \approx 3 \cdot K_{em} \cdot \phi_B \cdot i_a \approx 3 \cdot K_{em} \cdot \phi_B \cdot \frac{V_a}{R_L} \approx 3 \cdot \left(K_{em} \cdot \phi_B\right)^2 \cdot \frac{\Omega}{R_L} \qquad \text{[c]}$$

Si la turbina pierde por completo su carga, las corrientes eléctricas en los devanados del estator se hacen despreciables y el momento de fuerzas mecánicas de origen electromagnético se anula.
Como este momento resistente es dominante, al desaparecer el momento el eje común al turbo-grupo se embala. Si no se adoptan medidas de control, puede alcanzar velocidades angulares tan elevadas que ponen en riesgo la integridad de la máquina. Por lo tanto no es admisible un funcionamiento del reactor enteramente desacoplado de la carga.
En la práctica, no ocurre, porque un sistema de control lo impide.
En el otro extremo tenemos el caso en el cual el reactor sigue la turbina, o que el reactor sigue la carga. Aun cuando un reactor sea capaz de seguir el 100% de un incremento en escalón en la demanda de la carga eléctrica sin recurrir a modificar la posición de las barras de control, los valores que adoptan las variables de estado durante el transitorio entre los dos estados de régimen y la duración misma del transitorio pueden no ser adecuados, por lo cual suele ser necesario recurrir a un control suplementario de la reactividad mediante barras.
Para estudiar algunos aspectos del control de reactores y centrales nucleares, consideraremos en lo que sigue un PWR. Es posible formular un modelo muy simplificado de una planta nuclear basada en un reactor de agua presurizada, que abarca desde el reactor hasta la red eléctrica, y que se puede analizar con relativa facilidad.
Utilizaremos la aproximación del tiempo de vida efectiva introducida en la sección 14.1, fórmula [1], que repetimos aquí para mayor comodidad, siendo P la potencia térmica producida por fisión:

$$\frac{dP(t)}{dt} \approx \frac{\rho}{\Lambda_d} \cdot P \qquad [3]$$

Supongamos que asignamos una única temperatura representativa T al núcleo del reactor. Entonces la reactividad puede expresarse como suma de un término ρ_c de control y un término de retroalimentación por temperatura, $\alpha \cdot (T - T_0)$

$$\rho = \rho_c + \alpha \cdot (T - T_0) \qquad [4]$$

Si c_r es el calor específico del refrigerante, F su flujo másico, T_e la temperatura de entrada y T_s la de salida, suponemos que, aproximadamente:

$$T \approx \frac{1}{2} \cdot (T_e + T_s) \qquad [5]$$

Por lo tanto: $T_s \approx 2 \cdot T - T_e$ Entonces, siendo C_R la capacidad calorífica del núcleo y teniendo en cuenta que la potencia térmica retirada por el refrigerante se puede aproximar por $c_r \cdot F \cdot (T_s - T_e)$, podemos plantear la ecuación de balance térmico para el reactor:

$$C_R \cdot \frac{dT}{dt} = P - 2 \cdot c_r \cdot F \cdot (T - T_e) \qquad [6]$$

Representemos mediante $T_{e,g}$ la temperatura con la que entra al generador de vapor el refrigerante proveniente del núcleo del reactor, y con $T_{s,g}$ la temperatura con la que el refrigerante sale del generador de vapor y se dirige a la bomba del circuito primario. En ese caso supondremos que la temperatura promedio del refrigerante en el generador de vapor del lado del circuito primario, T_p se puede estimar mediante la relación

$$T_p \approx \frac{1}{2} \cdot (T_{e,g} + T_{s,g}) \qquad [7]$$

Entonces la potencia térmica entregada por el refrigerante del circuito primario en el generador de vapor $c_r \cdot F \cdot (T_{e,g} - T_{s,g})$ se puede aproximar por $2 \cdot c_r \cdot F \cdot (T_p - T_{s,g})$.
Si asumimos que todo este calor pasa al lado secundario del generador, siendo K_g un coeficiente global de transmisión (que lleva incorporada el área total de intercambio de los tubos en U del secundario), y si T_v es la temperatura del vapor, entonces

$$2 \cdot c_r \cdot F \cdot (T_p - T_e) \approx K_g \cdot (T_p - T_v) \qquad [8]$$

Introduciendo una capacidad calorífica de vapor C_g , el flujo másico de vapor F_v en el circuito del vapor y si Δh_g es el aumento de entalpía que se produce cuando el agua de alimentación se convierte en vapor saturado en el generador de vapor, podemos plantear una nueva ecuación de balance:

$$C_g \cdot \frac{dT_v}{dt} = K_g \cdot (T_p - T_v) - F_v \cdot \Delta h_g \qquad [9]$$

El flujo de vapor puede considerarse proporcional a la presión de vapor p_v a la salida del generador de vapor:

$$F_v = A \cdot p_v \qquad [10]$$

La constante de proporcionalidad positiva A aumenta cuando se abre la válvula de admisión de vapor a la turbina, y disminuye cuando la válvula se cierra, de modo que A se encuentra acotada superiormente por el valor que corresponde a la apertura plena de la válvula de admisión de vapor.

Si en una primera aproximación despreciamos las pérdidas y el retardo en el transporte hacia y desde el lado primario del generador de vapor, la temperatura de entrada al generador de vapor del refrigerante del circuito primario debe ser igual a la temperatura de salida del refrigerante desde el núcleo del reactor, $T_{e,g} = T_s$ y la temperatura de entrada del refrigerante al núcleo debe ser igual a su temperatura de salida del generador de vapor $T_e = T_{s,g}$. En ese caso $T = T_p$ por lo cual podemos asumir que el calor que llega al lado primario es el mismo que se llevó el refrigerante del núcleo del reactor:

$$2 \cdot c_r \cdot F \cdot (T - T_e)$$

Entonces la ecuación [8] de transporte de calor desde el lado del generador de vapor ubicado en el circuito primario hacia el lado ubicado en el circuito secundario se reduce a:

$$2 \cdot c_r \cdot F \cdot (T - T_e) \approx K_g \cdot (T - T_v) \qquad [11]$$

La ecuación de balance [9] se reduce a su vez a:

$$C_g \cdot \frac{dT_v}{dt} = K_g \cdot (T - T_v) - F_v \cdot \Delta h_g \qquad [12]$$

Si despreciamos las pérdidas, los aumentos de entalpía en el generador de vapor y en la bomba del circuito del vapor, se compensan exactamente con dos disminuciones, una que se produce cuando el vapor se expande y hace trabajo en la turbina, y la otra cuando el fluido ya exhausto cede calor en el condensador:

$$\Delta h_g + \Delta h_{bomba} = \Delta h_{turbina} + \Delta h_{condensador} \qquad [13]$$

El calor transferido al circuito terciario de refrigeración, por ejemplo, mediante agua de un río cuya temperatura de entrada es $T_{a,e}$ y cuyo valor promedio en los tubos del condensador es T_a se puede aproximar por:

$$F_v \cdot \Delta h_{condensador} \approx 2 \cdot c_a \cdot F_a \cdot (T_a - T_{a,e}) \qquad [14]$$

Si I es el momento de inercia del eje común con todas sus estructuras anexas en la turbina (placas de alabes móviles) y en el alternador (devanados para generación del campo magnético rotatorio y demás componentes), M_{mec} es el momento mecánico y Ω es la velocidad angular del eje común, entonces:

$$I \cdot \frac{d\Omega}{dt} = M_{mec} - M_{em} - M_{dis} \qquad [15]$$

En forma aproximada (siempre que la turbina responda en una escala de tiempo de al menos un orden de magnitud inferior a la escala de tiempo que caracteriza a la variación en el flujo de vapor), se produce una potencia mecánica:

$$P_{turbina} = M_{mec} \cdot \Omega \approx F_v \cdot \Delta h_{turbina} \qquad [16]$$

A partir de la fórmula [16] se puede estimar el momento mecánico que la turbina aplica al eje común:

$$M_{mec} \approx \frac{F_v \cdot \Delta h_{turbina}}{\Omega} \qquad [17]$$

El momento debido a la fricción producida en los cojinetes y por efectos aerodinámicos se representa con la expresión

$$M_{dis} \approx K_{dis} \cdot \Omega \qquad [18]$$

Si se asume una carga puramente resistiva y equilibrada, se puede hallar una expresión para la velocidad angular de régimen cuando no se han implementado los lazos de control por retroalimentación [46].

Este caso, interesante en sí mismo por las interrelaciones que exhibe desde un punto de vista de control en lazo abierto, carece de interés práctico, por lo cual pasaremos a considerar lo que ocurre con la planta provista de controles automáticos para la frecuencia de la pulsación eléctrica y para la potencia activa entregada a la red.

Siguiendo una tradición bien establecida en ingeniería eléctrica, multiplicaremos ambos miembros de la ecuación [15] por la velocidad angular del eje, obteniendo una relación entre potencias:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} \cdot I \cdot \Omega^2\right) = P_m - P_e - P_d \qquad [19]$$

Supongamos que el eje se encuentra girando a velocidad síncrona Ω_o (que corresponde a una pulsación eléctrica de 50 Hz en nuestro caso, o 60 Hz en otro caso) constante, por

---

[46] Se tiene para este caso particular la ecuación dinámica:

$$I \cdot \frac{d\Omega}{dt} = \frac{F_v \cdot \Delta h_{turbina}}{\Omega} - 3 \cdot \left(K_{em} \cdot \phi_B\right)^2 \cdot \frac{\Omega}{R_L} - K_{dis} \cdot \Omega =$$

$$\frac{F_v \cdot \Delta h_{turbina}}{\Omega} - \left(3 \cdot \frac{\left(K_{em} \cdot \phi_B\right)^2}{R_L} + K_{dis}\right) \cdot \Omega$$

Inspeccionado esta ecuación se ve que la velocidad angular del eje común posee un solo valor de equilibrio estable:

$$\Omega^* = \sqrt{\frac{F_v \cdot \Delta h_{turbina}}{\left(3 \cdot \frac{\left(K_{em} \cdot \phi_B\right)^2}{R_L} + K_{dis}\right)}}$$

Modificando el flujo de vapor y el flujo magnético se puede en principio regular la tensión de salida y el valor de la velocidad angular.

lo cual las potencias mecánica P_m, eléctrica P_e y de disipación P_d se encuentran equilibradas: $$0 = P_{m,0} - P_{e,0} - P_{d,0} \qquad [20]$$

Supongamos que en un instante que tomamos como inicial, la potencia eléctrica demandada sufre una variación $\Delta P_e = P_e - P_{e,0}$

El desequilibrio resultante conduce a que la velocidad angular se aparte del sincronismo, apareciendo entonces un error relativo $\varepsilon_\Omega = \dfrac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_0}$, al principio muy pequeño, pero que debe ser corregido mediante un sistema de control.

Restando miembro a miembro las ecuaciones [19] y [20], y teniendo en cuenta que $\Omega = \Omega_0 \cdot (1 + \varepsilon_\Omega)$, se tiene:

$$2 \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot I \cdot \Omega_0{}^2 \right) \cdot (1 + \varepsilon_\Omega) \cdot \frac{d\varepsilon_\Omega}{dt} = \Delta P_m - \Delta P_e - \Delta P_d \qquad [21]$$

Las variaciones relativas a sus valores previos a la variación en la potencia eléctrica demandada, que se producen en la potencia mecánica producida por la turbina y en la potencia disipada en procesos de fricción en los rodamientos y por resistencia aerodinámica son, respectivamente: $\Delta P_m = P_m - P_{m,0}$ y $\Delta P_d = P_d - P_{d,0}$.

Cuando la variación en el flujo de vapor es lo suficientemente rápida, la turbina presenta un cierto retardo τ_m en su respuesta de potencia, generalmente comprendido entre 0.3 y 3 segundos. Para una turbina sin recalentamiento del vapor, el retardo mencionado se puede describir mediante una ecuación diferencial muy simple:

$$\tau_m \cdot \frac{d\Delta P_m}{dt} + \Delta P_m = \Delta P_{m,\infty} \qquad [22]$$

Aquí $\Delta P_{m,\infty} = (\Delta h_{turbina}) \cdot \Delta F_v$ es la variación asintótica en la potencia, que corresponde a una modificación del flujo de vapor $\Delta F_v = F_v - F_{v,0}$ respecto de su valor estacionario previo $F_{v,0}$.

La Fig. 14.3 presenta un esquema de los sistemas de control de frecuencia, potencia y tensión en el que las retroalimentaciones para el control de la frecuencia y de la potencia se aplican sobre la válvula de admisión del vapor.

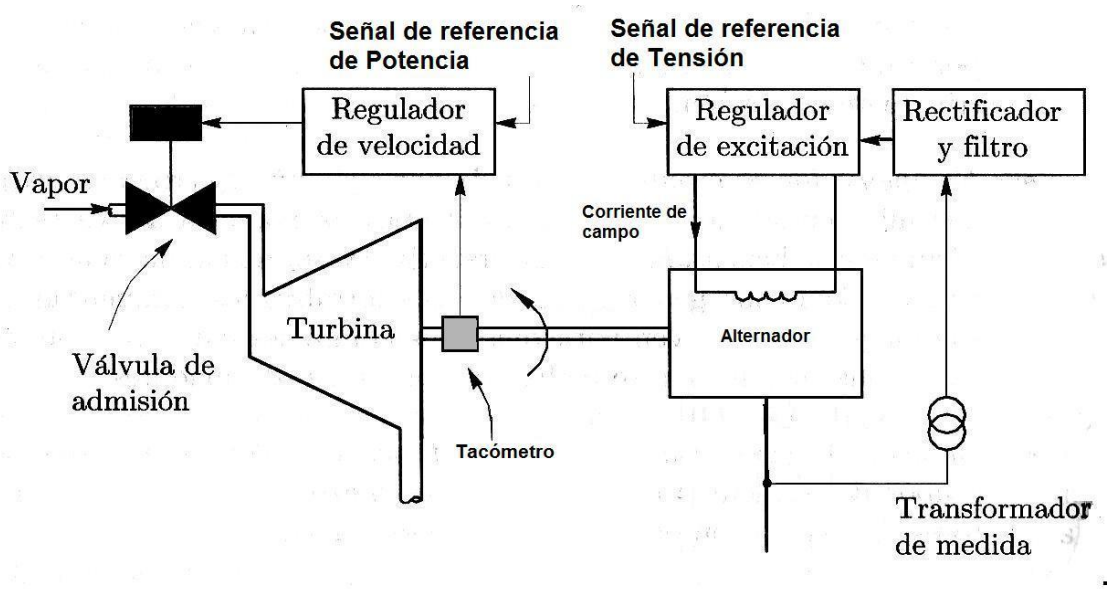

Figura 14.3 Sistemas de control de la frecuencia, potencia y tensión

No obstante, la variación de la potencia mecánica de la turbina está gobernada no solamente por la posición de la válvula de admisión del vapor, dada por el parámetro A, sino también por la presión p_v del vapor a la salida del generador de vapor.

Se supone que la contrapresión a nivel de la entrada de la turbina se puede despreciar respecto de p_v, lo cual justifica la expresión $F_v = A \cdot p_v$ que utilizamos para el flujo de vapor hacia la turbina.

La presión de vapor a la salida del generador, al igual que su temperatura, se ven afectadas por la potencia térmica proveniente del circuito primario, o sea en última instancia por la potencia de fisión del reactor.

La evolución de la potencia de fisión depende esencialmente de la reactividad del núcleo. A su vez, la reactividad puede ser controlada directamente con movimientos de las barras, de modo que tenemos aquí la posibilidad de implementar un segundo lazo de control automático no previsto en el esquema de la Fig. 14.3. Esto se lleva a cabo siempre.

Continuando con el procedimiento tradicional de modelado matemático de sistemas eléctricos de potencia, referiremos ahora todas las potencias a una potencia nominal P_N e introduciremos las variaciones relativas: $p_m = \frac{\Delta P_m}{P_N}$ $\quad p_e = \frac{\Delta P_e}{P_N}$ $\quad p_d = \frac{\Delta P_d}{P_N}$

Definiendo el parámetro $\tau_I = 2 \cdot \frac{\left(\frac{1}{2} \cdot I \cdot \Omega_0^2\right)}{P_N}$ (que puede interpretarse como dos veces la duración del intervalo de tiempo durante el cual la energía cinética del eje disminuye desde su valor inicial correspondiente a la velocidad angular síncrona Ω_0, hasta cero, disminuyendo con velocidad P_N de pérdida de energía constante), y linealizando la ecuación [21] sobre la base de que el error relativo ε_Ω en la velocidad angular se mantiene pequeño respecto de 1 cuando actúa un sistema de control, obtenemos:

$$\tau_I \cdot \frac{d\varepsilon_\Omega}{dt} \approx p_m - p_e - p_d \qquad [23]$$

Introduciendo $p_{m,\infty} = \frac{\Delta P_{m,\infty}}{P_N}$, la ecuación [22] que describe la respuesta de la turbina se puede reescribir así:

$$\tau_m \cdot \frac{dp_m}{dt} + p_m = p_{m,\infty} \qquad [24]$$

En una aproximación lineal, $p_d \approx D \cdot \varepsilon_\Omega$ Aquí introdujimos el **coeficiente de disipación** $D = 2 \cdot \frac{P_{d,0}}{P_N}$

A su vez, se puede aproximar el incremento relativo en la potencia eléctrica demandada por $p_e \approx p_{e,0} + S \cdot \varepsilon_\Omega$. La justificación de esta aproximación es la siguiente.

Con $p_{e,0}$ representamos el incremento relativo original en la potencia demandada, que se produce debido a una variación en la demanda a la frecuencia síncrona.

Como el grupo turbogenerador no puede responder en forma instantánea, se produce una variación en la frecuencia angular que se expresa mediante el error relativo ε_Ω

Si la frecuencia de las pulsaciones eléctricas generadas varía, cierto tipo de cargas como los motores eléctricos, varían su demanda de potencia. La velocidad de rotación del eje de un motor eléctrico es función de la frecuencia de la pulsación producida por el generador. Ahora bien, en general el momento resistente debido a la carga mecánica movida por el motor se modifica con la velocidad angular del eje, y esto modifica la potencia eléctrica demandada al generador.
El parámetro S (denominado **coeficiente de sensibilidad** de la carga a las variaciones en la frecuencia) cuantifica este fenómeno.
Teniendo todo esto en cuenta, la [23] se puede reordenar así:

$$\tau_I \cdot \frac{d\varepsilon_\Omega}{dt} + (S + D) \cdot \varepsilon_\Omega \approx p_m - p_{e,0} \qquad [25]$$

Puesto que el control se ejerce sobre la válvula del vapor modificando el parámetro A, se modifica el flujo del vapor respecto de su valor de régimen $F_{v,0}$ y por tanto se actúa sobre $p_{m,\infty} = \frac{\Delta P_{m,\infty}}{P_N} = \frac{(\Delta h_{turbina}) \cdot \Delta F_v}{P_N}$

Supongamos que $p_{m,\infty}^R$ es una señal de potencia relativa de referencia, introducida desde el exterior del sistema a partir del instante inicial, cuando suponemos se produce una variación brusca en la demanda que aleja a la central de su estado de régimen previo. Una arquitectura de control local bastante utilizada relaciona el error relativo en la frecuencia ε_Ω y el error relativo en el incremento de la potencia $p_{m,\infty} - p_{m,\infty}^R$ con el incremento relativo en la potencia asintótica $p_{m,\infty}$ (que es la variable controlada, a través del parámetro A) mediante la fórmula:

$$p_{m,\infty}(t) = -K_R \cdot \int_0^t \left[\varepsilon_\Omega(t') + R \cdot \left(p_{m,\infty}(t') - p_{m,\infty}^R(t')\right)\right] \cdot dt' \qquad [26]$$

En la expresión anterior los parámetros K_R (siempre positivo y con dimensiones de frecuencia) y R (siempre no negativo y sin dimensiones) caracterizan numéricamente al sistema de control y son ajustables con el fin de que la respuesta del turbo-grupo cumpla con ciertos requisitos.
De la fórmula [26] se desprende que $p_{m,\infty}$ se estabiliza cuando se anulan ambos errores. En este caso, si R no es nulo, necesariamente la estabilización de la potencia de la turbina se produce cuando se hace igual a la potencia de consigna $p_{m,\infty}^R$.
Si R es nulo, la acción de control se reduce a:

$$p_{m,\infty}(t) = -K_R \cdot \int_0^t \varepsilon_\Omega(t') \cdot dt' \qquad [27]$$

Se ve que, si el error relativo en la frecuencia comienza siendo positivo, el regulador produce una variación negativa en la potencia asintótica de la turbina que tiende a disminuir la velocidad angular aproximándola a la de sincronía. Una vez alcanzada esta última frecuencia, el error se anula y la integral permanece constante de ahí en adelante, al igual que la potencia, incrementada, de la turbina.

A partir de las ecuaciones [24], [25], y [26] se obtiene una descripción completa de una versión de sistema de control del tipo sugerido en la Fig. 14.4 para la frecuencia y la potencia.

Un análisis de estas ecuaciones, utilizando la transformada de Laplace[47], permite calcular la evolución de los errores en la frecuencia y en la potencia asintótica.
Los valores a los que esos errores se aproximan a medida que transcurre el tiempo se relacionan de esta forma, para un escalón en la demanda:

$$\varepsilon_{\Omega,\infty} = R \cdot \left(p_{m,\infty}^{R} - p_{e,0} \right) \qquad [31]$$

Si el parámetro R, conocido como constante de regulación, es nulo, el error límite en la frecuencia también es nulo, sea cual sea el incremento en la potencia eléctrica $p_{e,0}$ demandada por la carga. Un regulador de este tipo se denomina regulador astático.
Si hay un único generador en el sistema, se puede utilizar un control astático, pero si hay varios generadores es necesario controlar la potencia de cada uno de ellos para evitar que el sistema, considerado como un todo, pueda desestabilizarse. Entonces se toma un valor no nulo para la constante de regulación, por ejemplo, 0.03, con lo cual se puede incorporar un valor dado para la potencia que el generador debe suministrar.
Un regulador que tiene en cuenta una referencia de potencia de la manera indicada se denomina regulador con estatismo positivo. De acuerdo con la fórmula [30], el error en la frecuencia se anula cuando el incremento de referencia en la potencia es igual al incremento en la demanda de potencia eléctrica. En el caso de disponer de varias unidades generadoras conectadas por tramos de impedancia eléctrica muy pequeña en comparación con la de los tramos de línea de transmisión que las separa de las cargas, se puede definir un área de control sobre la base de asumir que la variación en la frecuencia provocada por una variación en la demanda va a ser la misma en todos los generadores. Las constantes de regulación permiten distribuir la demanda entre los generadores del área de control. Pero continuar hacia los niveles jerárquicos superiores de control del sistema eléctrico nos alejaría de nuestro tema: la central nuclear. Así pues, abandonamos el análisis del control sobre el polo eléctrico de la central (el grupo turbina-alternador) para aproximarnos nuevamente al polo nuclear, donde se encuentra el reactor.

Cuando el sistema de control aumenta la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina, el flujo de éste aumenta casi de inmediato. De acuerdo con la ecuación [9] que describe el balance térmico en el generador de vapor, la temperatura del vapor (que suponemos saturado) y por ende su presión a la entrada de la válvula, comienzan a

---

[47] La transformación de Laplace (unilateral) hace corresponder a cada elemento f de un conjunto adecuado de funciones reales de variable real x (extendida desde 0 hasta ∞), un elemento $\bar{f}$ de otro conjunto de funciones de una variable s a través de la correspondencia:

$\bar{f}(s) = \int_0^{\infty} e^{-s \cdot x} \cdot f(x) \cdot dx$ Se define así una correspondencia uno a uno entre un espacio de partida F en el que se plantea el problema, y un espacio $\bar{F}$ de imágenes.
Una ecuación o un sistema de ecuaciones diferenciales o integro-diferenciales (del tipo que se obtiene para el grupo turbina-alternador con la arquitectura de control local que estamos considerando) en el espacio F se transforma en una ecuación o sistema de ecuaciones algebraicas en el espacio $\bar{F}$ generalmente más fácil de resolver. Una vez obtenida la solución en el espacio de las imágenes, la inversión de la transformación permite identificar la solución en el espacio de funciones original. En el caso de la Transformación de Laplace se dispone de teoremas asintóticos, como el que permite hallar $\lim_{x \to \infty} f(x)$ a partir del conocimiento de la transformada $\bar{f}(s)$: $\lim_{x \to \infty} f(x) = \lim_{s \to 0} s \cdot \bar{f}(s)$

disminuir. Esta disminución aumenta la transferencia de calor desde el circuito primario hacia el lado secundario del generador de vapor. Pero si la potencia producida por el reactor no aumenta, el aumento inicial en la potencia térmica transferida desde el generador de vapor hacia la turbina no se puede sostener y comienza a disminuir en forma monótona hasta alcanzar el valor que presentaba antes de aumentar la apertura de la válvula.

Pero hemos visto, y lo hemos esquematizado en la Fig. 14.3, que un PWR es capaz de aumentar su potencia frente a una solicitación proveniente del grupo turbina-alternador.

Pero como no puede responder en forma instantánea, se produce siempre una fase transitoria por defecto en la potencia transferida desde el generador de vapor hacia la turbina.

La cuestión ahora es si ese aumento en la potencia de fisión se produce y transmite lo suficientemente rápido como para impedir que la caída en la potencia que transmite el generador a la turbina supere un valor máximo admisible.

La respuesta del reactor a la demanda incrementada de potencia se produce por la retroalimentación de la temperatura del núcleo sobre su reactividad: cuando aumenta la potencia transferida al circuito del vapor, disminuye la temperatura del refrigerante del circuito primario a la salida del generador de vapor, y como consecuencia disminuye la temperatura con la que el refrigerante entra al núcleo. Disminuye así la temperatura promedio en el núcleo, y esta disminución, actuando a través de un coeficiente de reactividad por temperatura negativo, hace aumentar la potencia producida por fisión.

Pero como vimos en la sección 14.2, los retardos debidos al transporte del refrigerante en el circuito primario son del orden de la decena de segundos. Entonces una modificación en la temperatura a la salida del generador de vapor tarda en producir su efecto sobre la reactividad, y una vez que aumenta la temperatura del refrigerante a la salida del reactor, esa temperatura aumentada tarda en hacerse efectiva a la entrada del generador de vapor.

Estos retardos se pueden modelar matemáticamente utilizando una combinación en serie de dos modelos muy utilizados en ingeniería de procesos de transporte y en tecnología de trazadores: el flujo pistón (un retardo único θ_p bien definido por el cociente entre la longitud del trayecto y la velocidad máxima con que el fluido lo recorre) y el reservorio perfectamente bien mezclado (que añade al retardo del flujo pistón una distribución continua de tiempos de retardo, cada uno con un peso numérico dado por una función exponencial del tiempo de constante θ_m, y que representa el proceso de mezcla turbulenta que se produce en las tuberías, válvulas y bombas del circuito primario).

Por ejemplo, la relación entre la temperatura de salida T_s del refrigerante del reactor y su temperatura de entrada $T_{e,g}$ al generador de vapor se puede representar así, en términos de sus variaciones ΔT_s y $\Delta T_{e,g}$ respecto de sus valores de régimen y despreciando las pérdidas de calor durante el transporte del refrigerante desde el reactor hasta el generador de vapor:

$$\Delta T_{e,g}(t) = \frac{1}{\theta_m} \cdot \int_0^t \exp\left[-\frac{(t-t')}{\theta_m}\right] \cdot \Delta T_s(t' - \theta_p) \cdot dt' \qquad [32]$$

Una relación análoga se puede establecer entre la variación en la temperatura de salida del generador de vapor $\Delta T_{s,g}$ y la variación en la temperatura de entrada al núcleo del reactor ΔT_e.

Si los retardos combinados en las dos ramas del circuito primario son demasiado grandes, se pueden disminuir un tanto aumentando el flujo másico del refrigerante, pero

esto tiene sus límites. Entonces, para evitar que la caída en la potencia transferida desde el generador hacia la turbina durante la fase transitoria no sea demasiado grande, se puede provocar en forma activa una rampa en la potencia del reactor extrayendo con una velocidad adecuada las barras de ajuste.

Puesto que los retardos, si son lo bastante grandes, pueden desestabilizar un sistema, es necesario tenerlos en cuenta al modelar la dinámica y al simular el desempeño del sistema de control de una central nuclear, e inclusive al considerar la posibilidad de aparición de inestabilidades de desarrollo tan rápido que solamente involucran la interacción de variables internas al núcleo del reactor. Este es el tema de la próxima sección.

14.5 Flexibilidad operacional de una planta nuclear con un PWR

14.5.1 Análisis casi estático

Consideremos que la planta se encuentra en estado estacionario y que la turbina toma la potencia $P_{turbina} = F_v \cdot \Delta h_{turbina}$ correspondiente al valor estacionario del flujo de vapor.
De la fórmula 14.4 [3] para la velocidad de variación de la potencia de fisión del reactor y de la fórmula 14.4 [4] para la reactividad, se desprende que si el término de control ρ_c se anula, entonces $T = T_0$ es la temperatura de estado estacionario, siempre la misma, aunque la potencia de régimen pueda ser diferente.
Como nos interesa analizar la capacidad de seguir la carga en un PWR, supondremos que la reactividad de control ρ_c se mantiene igual a cero.
Un modelo más realista, que discrimine al menos dos estructuras térmicas en el núcleo del reactor, el combustible por un lado y el refrigerante-moderador por el otro, introduciendo dos coeficientes de retroactividad por temperatura (uno para el combustible y el otro para el refrigerante) conduce a temperaturas de régimen tanto para el combustible como para el refrigerante-moderador dependientes de la potencia de estado estacionario. No obstante, se mantienen las conclusiones cualitativas acerca de la capacidad de seguir la carga que se obtienen con el modelo que considera el núcleo como una estructura térmica única, por lo cual nos limitaremos a trabajar con este último.
En régimen estacionario, la temperatura representativa del reactor, así como la temperatura y la presión del vapor saturado a la salida del generador de vapor verifican la ecuación de equilibrio:

$$K_g \cdot \left[T_0 - T_v\left(p_v\right)\right] - A \cdot p_v \cdot \Delta h_g = 0 \qquad [1]$$

Aquí $T_v\left(p_v\right)$ es la relación entre la temperatura y la presión del vapor saturado y T_0 es la temperatura de estado estacionario correspondiente al reactor.
La Fig. 14.4 es una representación cualitativa de la ecuación [1], que sugiere como la potencia térmica producida por el reactor aumenta mientras que la presión de vapor a la salida del generador disminuye cuando aumenta la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina.

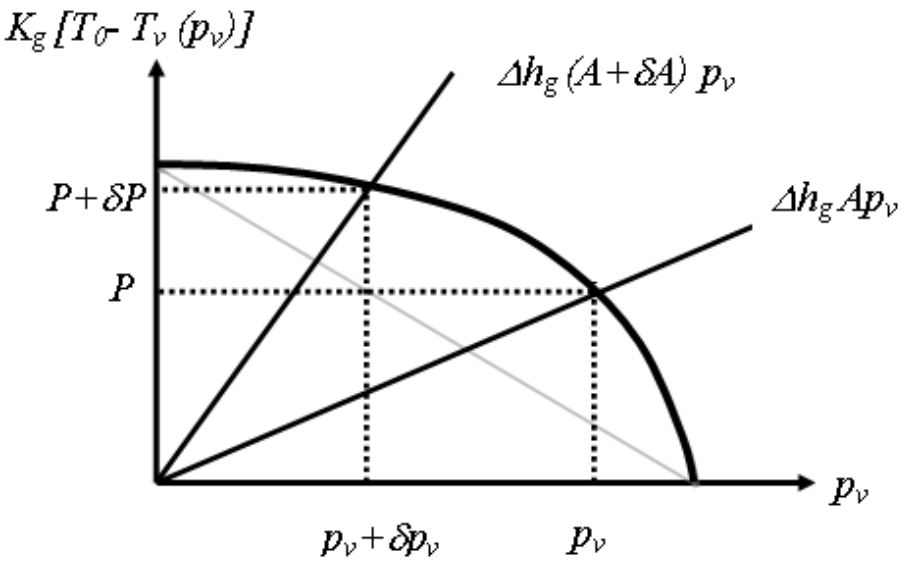

Figura 14.4 Variación de la potencia del reactor, en estado estacionario, al modificar la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina

Como Δh_g permanece aproximadamente constante, y la recta que corresponde a la válvula más abierta corta a la curva que representa al flujo de calor que viene desde el reactor $K_g \cdot [T_0 - T_v(p_v)]$ en función de la presión de vapor p_v , en un punto situado más arriba, resulta que el flujo de vapor ha aumentado al abrir más la válvula pese a que la presión impulsora de ese flujo ha disminuido.
Puesto que la única modificación que introdujimos entre un estado de régimen y el otro fue abrir la válvula de vapor, y eso produjo un aumento en la potencia de fisión, se ve que el reactor sigue a la turbina: si aumenta la demanda de potencia mecánica en la turbina, y se abre la válvula para satisfacerla, la potencia de fisión del PWR aumenta espontáneamente, *sin necesidad de extraer barras de control*.
Esta respuesta no puede ocurrir en una central cuya caldera quema un combustible fósil, porque no hay mecanismos de retroalimentación sobre la llama que puedan operar en forma independiente de los sistemas de control de la planta.

La potencia de fisión cuando la central se encuentra en régimen estacionario verifica:

$$P = K_g \cdot (T_p - T_v(p_v)) = (\Delta h_g) \cdot A \cdot p_v$$

La reactividad se anula: $\rho_c + \alpha_T \cdot (T - T_0) = 0$ mientras que, si se pueden despreciar las pérdidas de calor en el circuito primario, entonces $T = T_p$.
A partir de estas relaciones, se puede obtener el incremento relativo en la potencia estacionaria $\frac{\delta P}{P}$ en función del incremento en la reactividad controlada por barras $\delta\rho_c$ cuando se mantiene constante la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina, y el incremento relativo en la potencia en función del incremento relativo en la apertura de la válvula $\frac{\delta A}{A}$ cuando la reactividad ρ_c permanece constante.
Se obtiene las expresiones siguientes:

$$\left(\frac{\delta P}{P}\right)_A = -\frac{1}{\alpha_T} \cdot \frac{1}{\left(T_p - T_v\right) + \frac{p_v}{\left(\frac{dp_v}{dT_v}\right)}} \cdot \delta\rho_c \qquad [2]$$

$$\left(\frac{\delta P}{P}\right)_{\rho_c} = \frac{1}{1 + \frac{\left(\frac{dp_v}{dT_v}\right)}{p_v}\left(T_p - T_v\right)} \cdot \frac{\delta A}{A} \qquad [3]$$

La fórmula [2] permite analizar el caso en el que la turbina sigue al reactor, porque la reactividad de control se modifica en forma independiente de lo que ocurre en el resto de la planta.

La fórmula [3] permite analizar el caso en el que el reactor sigue a la turbina, porque la reactividad de control se mantiene constante y la variación en la potencia se produce espontáneamente a través de la retroalimentación por temperatura, como consecuencia de los procesos desencadenados por una modificación del grado de apertura de la válvula del vapor. Como veremos más adelante, esa modificación se produce por acción de un regulador de velocidad de rotación de la turbina, a causa de una variación en la demanda de potencia eléctrica.

Consideremos ahora un ejemplo. Supongamos que $\alpha_T \approx -0.0025$ ºK^{-1}

Partimos del siguiente estado de régimen:

(a) En el circuito primario la presión del refrigerante es de 16 MPa, el flujo másico es $F \approx 4300$ kg/s, la temperatura de entrada del refrigerante al reactor es $T_e \approx 555$ ºK, y la temperatura de salida es $T_s \approx 595$ ºK, de modo que $T \approx T_p \approx \frac{1}{2} \cdot \left(T_e + T_s\right) \approx 575$ ºK.

(b) En el circuito del vapor $p_v \approx 5.5$ MPa, $T_v \approx 543$ ºK y el flujo de vapor a la turbina es $F_v \approx 490$ kg/s.

A partir de una tabla de vapor se puede obtener una aproximación para $\frac{dp_v}{dT_v}$.

Se obtiene así, después de algunos cálculos, para la variación relativa de la potencia a partir del estado estacionario de partida:

$\left(\frac{\delta P}{P}\right)_A \approx 6.1 \cdot \delta\rho_c$ (da un incremento de un 10% en la potencia de estado estacionario para un incremento de 0.0163 en ρ_c).

$\left(\frac{\delta P}{P}\right)_{\rho_c} \approx 0.65 \cdot \frac{\delta A}{A}$ (da un incremento de un 10% en la potencia para un incremento relativo del 15% en la apertura de la válvula de admisión de vapor hacia la turbina).

14.5.2 Análisis dinámico

La respuesta dinámica de un PWR a una demanda incrementada de potencia se produce por la retroalimentación de la temperatura del núcleo sobre su reactividad. Cuando aumenta la potencia transferida al circuito del vapor, disminuye la temperatura del

refrigerante del circuito primario a la salida del generador de vapor, y como consecuencia disminuye la temperatura con la que el refrigerante entra al núcleo. Disminuye así la temperatura promedio en el núcleo, y esta disminución, actuando a través de un coeficiente de reactividad por temperatura negativo, hace aumentar la potencia producida por fisión. Así un PWR es capaz de aumentar su potencia frente a una solicitación proveniente del grupo turbina-alternador.
Pero como no puede responder en forma instantánea, se produce siempre una fase transitoria por defecto en la potencia transferida desde el generador de vapor hacia la turbina.
La cuestión ahora es si ese aumento en la potencia de fisión se produce y transmite lo suficientemente rápido como para impedir que la caída en la potencia que entrega el generador a la turbina supere un valor máximo admisible, y si no es así, si una combinación apropiada de acciones de control puede aumentar lo suficiente la rapidez de la respuesta.
La Figura 14.5 (modificada de J. Lewins, "Nuclear Reactor Kinetics and Control", Pergamon, Londres, 1978) muestra lo que ocurre al aumentar bruscamente la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina. Esta respuesta no puede ocurrir en una central cuya caldera quema un combustible fósil, porque no hay mecanismos de retroalimentación sobre la llama que puedan operar en forma independiente de los sistemas de control de la planta.

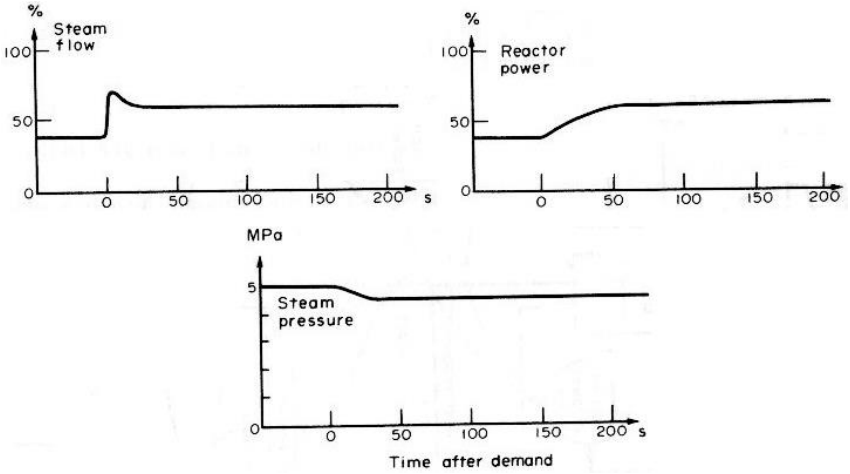

Figura 14.5: Transitorios

La variación de la potencia mecánica de la turbina está gobernada no solamente por la posición de la válvula de admisión del vapor, dada por el parámetro A, sino también por la presión p_v del vapor a la salida del generador de vapor.

La presión de vapor a la salida del generador, al igual que su temperatura, se ven afectadas por la potencia térmica proveniente del circuito primario, o sea en última instancia por la potencia de fisión del reactor.
La evolución de la potencia de fisión depende esencialmente de la reactividad del núcleo.
A su vez, la reactividad puede ser controlada ya sea directamente con movimientos de las barras o modificando la concentración de ácido bórico (absorbente de neutrones, soluble o veneno soluble) en el agua del circuito primario, o indirectamente modificando la temperatura del refrigerante en la entrada al núcleo del reactor a través de una modificación en el flujo másico en el circuito primario.

En la práctica, se ajustan tanto reactividad del núcleo como apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina de modo que ésta reciba la potencia térmica proveniente del reactor y la convierta en una potencia mecánica preestablecida manteniendo los transitorios en las variables de estado de la planta dentro de límites admisibles. Si es necesario, se ajusta el flujo de refrigerante en el circuito primario para transferir el calor manteniendo los campos de temperaturas en los componentes del núcleo del reactor dentro de los límites previstos durante el diseño.

La Figura 14.6 resume los principales lazos de control, las principales variables que se miden (flechas llenas) y algunas de las acciones de control más importantes (flechas punteadas) en una planta nuclear de potencia.

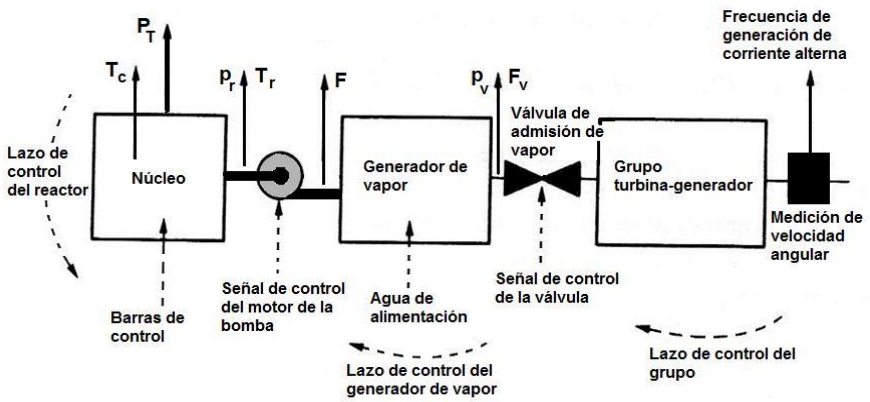

Figura 14.6: Esquema de señales y acciones de control en una planta con un PWR.

La forma más sencilla de estudiar los transitorios que se producen en una central de potencia frente a una variación en la potencia eléctrica demandada es considerar la interrelación entre la potencia térmica $P(t)$ producida por el reactor y las variaciones tanto en la potencia térmica que recibe el generador de vapor $S(t) = K_g \cdot (T - T_v)$ como en la potencia mecánica $P_m(t) = F_v(t) \cdot \Delta h_{turbina}$ que el generador suministra a la turbina. A partir de 14.4 [9] y 14.4 [10], teniendo en cuenta la definición de $S(t)$ se obtiene:

$$\tau_R \cdot \frac{d}{dt} S(t) = P(t) - S(t) \qquad [4\text{ a}] \qquad\qquad \tau_R = \frac{C_R}{2 \cdot c_r \cdot F} \qquad [4\text{ b}]$$

De acuerdo con [4 b], el tiempo característico τ_R de respuesta de $S(t)$ se puede regular, dentro de ciertos límites, modificando el flujo de refrigerante F en el circuito primario. Generalmente es del orden de los segundos.

A partir de 14.4 [5] y 14.4 [6], de la relación $P_m(t) = \frac{\Delta h_{turbina}}{\Delta h_g} \cdot P_g(t)$ (siendo $P_g(t) = F_v \cdot \Delta h_g$ la potencia de vapor que el generador envía hacia la turbina) y haciendo una aproximación lineal a la relación $p_v = f(T_v)$ en un entorno de la temperatura del vapor en el estado previo al transitorio, se deduce luego de varios pasos:

$$\tau_v \cdot \frac{d}{dt} P_m(t) = \frac{\Delta h_{turbina}}{\Delta h_g} S(t) - P_m(t) \qquad ([5\text{ a}] \qquad\qquad \tau_v \approx \frac{C_g}{A \cdot \left(\frac{dp_v}{dT_v}\right) \cdot \Delta h_g} \qquad [5\text{ b}]$$

El tiempo característico τ_v de la respuesta en la potencia $P_m(t)$, asociada al flujo de vapor y tomada por la turbina, es por lo general del orden de la decena de segundos[48].
De los órdenes de magnitud de los tiempos característicos de las respuestas de potencia se desprende que el circuito del vapor y sus componentes es por lo general el paso limitante en la cinética de la planta. En una primera aproximación, supongamos que $S(t) \approx P(t)$ de modo que

$$\tau_v \cdot \frac{d}{dt} P_m(t) = P_{m,\infty}(t) - P_m(t) \qquad [6]$$

Por definición $P_{m,\infty}(t) = \frac{\Delta h_{turbina}}{\Delta h_g} P(t)$ es proporcional a la potencia térmica instantánea del reactor. Supongamos que tenemos la planta en estado estacionario. Debido a un incremento en escalón en la demanda, ocurrido en el instante $t = 0$, aumentamos la apertura de la válvula de admisión de vapor a la turbina desde su valor inicial A_0 hasta $A_0 + \delta A$, siendo δA tal que si la presión del vapor antes de la válvula se mantuviera incambiada, el incremento inicial $\delta P_m \;\; 0$ en la potencia entregada a la turbina igualaría al incremento en la demanda.
Entonces, si la potencia del reactor se pudiera incrementar en forma instantánea en $\delta P_m \;\; 0$, se establecería de inmediato un nuevo estado de régimen correspondiente a la nueva demanda. Como esto no es posible, supongamos que el reactor responde haciendo una rampa lineal de potencia de duración $t = t_c$, luego de la cual alcanza el aumento de potencia requerido $\delta P_m \;\; 0$.
La [6] se puede reescribir en términos de los incrementos de potencia así:

$$\tau_v \cdot \frac{d}{dt} \delta P_m \;\; t \;\; = \delta P_{m,\infty} \;\; t \;\; - \delta P_m \;\; t \qquad [7a]$$

$$\delta P_{m,\infty} \;\; t \;\; = \begin{cases} \delta P_m \;\; 0 \cdot \frac{t}{t_c} \;\; para: 0 \le t \le t_c \\ \delta P_m \;\; 0 \;\; para: t_c \le t \end{cases} \qquad [7\text{ b}]$$

Como $\delta P_{m,\infty} \;\; 0 \;\; = 0$ y $\delta P_m \;\; 0$ es positivo, al comienzo $\delta P_m \;\; t$ decrece hasta alcanzar un mínimo $\delta P_{\min}$ y luego aumenta aproximándose nuevamente al incremento demandado $\delta P_m \;\; 0$.

---

[48] La turbina presenta un cierto retardo τ_m en su respuesta de potencia cuando varía el flujo de vapor que llega desde el generador de vapor. Ese retardo generalmente está comprendido entre 0.3 y 3 segundos. Para una turbina sin recalentamiento del vapor, la respuesta dinámica correspondiente a este retardo se puede describir mediante una ecuación diferencial muy simple $\tau_m \cdot \frac{d\Delta P_m}{dt} + \Delta P_m = \Delta P_{m,\infty}$; $\Delta P_{m,\infty} = (\Delta h_{turbina}) \cdot \Delta F_v$ es la variación asintótica en la potencia, que corresponde a una modificación del flujo de vapor $\Delta F_v = F_v - F_{v,0}$ respecto de su valor estacionario previo $F_{v,0}$.

Como τ_m es un orden de magnitud inferior a τ_v, con buena aproximación se puede considerar instantánea la respuesta de la turbina.

El mínimo se alcanza siempre antes de finalizada la rampa en la potencia del reactor.
La solución con t entre 0 y t_c

$\delta P_m\ t\ = \delta P_m\ 0 \cdot \left[e^{-\frac{t}{\tau_v}} + \frac{\tau_v}{t_c} \cdot \left(\frac{t}{\tau_v} - 1 + e^{-\frac{t}{\tau_v}} \right) \right]$ permite hallar el instante $t = t_m$ en el que se alcanza el mínimo en la potencia entregada a la turbina y del conocimiento de t_m se puede calcular $\frac{\delta P_{\min}}{\delta P_m\ 0}$.

Resulta: $\frac{t_m}{\tau_v} = \ln\left(1 + \frac{t_c}{\tau_v}\right)$ [8] y $\frac{\delta P_{\min}}{\delta P_m\ 0} = \frac{\tau_v}{t_c} \cdot \ln\left(1 + \frac{t_c}{\tau_v}\right)$ [9]

La función [8] es una función monótona decreciente de $\frac{t_c}{\tau_v}$ que toma valores comprendidos entre 1 (para $\frac{t_c}{\tau_v} = 0$) y 0. Se aproxima a 0 cuando $\frac{t_c}{\tau_v}$ tiende a ∞.

Por tanto, la rampa de potencia del reactor debe comenzar en el instante en que se incrementó la demanda y debe ser tan corta como sea posible, buscando que $\frac{\delta P_{\min}}{\delta P_m\ 0}$ resulte tan próximo a 1 como sea posible.

Las características de los sistemas de control de la reactividad del reactor, las heterogeneidades y las fluctuaciones locales del campo de temperaturas en el núcleo del reactor, las concentraciones de xenón, así como el grado de enriquecimiento y el quemado del combustible limitan la velocidad de seguimiento de la carga. Aun así, la mayoría de las plantas con PWR pueden seguir diariamente la carga a potencias comprendidas entre un 30 y un 100 % de la nominal a velocidades cercanas al 0.3 % de variación de potencia por minuto. Los reactores que disponen de numerosas barras de control grises (menos opacas a los neutrones que las clásicas barras negras) y equipos electromecánicos avanzados, como las versiones modernas de las generaciones III y III+, pueden alcanzar los 2.0 % por minuto en seguimientos diarios de la carga, operando entre las mismas potencias extremas. Pueden retornar a plena potencia, actualizando su reserva rotante, desde un 70 % inicial, a velocidades de más de 5 % por minuto, e inclusive más de 10 % por minuto en intervalos de potencia limitados.

En suma:

(1) El cociente de potencias $\frac{\delta P_{\min}}{\delta P_m\ 0}$ puede tomarse como una medida global de la flexibilidad de una central nuclear, debido a que corresponde a la máxima exigencia dinámica que es posible imponer a una central generadora: seguir una demanda de potencia en escalón.

(2) De la fórmula [9] se deduce que para una disminución $1 - \frac{\delta P_{\min}}{\delta P_m\ 0}$ en la potencia durante el transitorio inferior a un 5 %, la rampa de potencia debe durar menos que $\frac{\tau_v}{5}$.

En la práctica, excepto en las situaciones que requieren actualizar la reserva rotante debido a una salida imprevista e intempestiva de una unidad generadora, las modificaciones en la demanda de potencia son progresivas e incluso preestablecidas por

el despacho unificado de carga que controla el aporte de las unidades generadoras a la red.
(3) La reactividad es el parámetro fundamental que se debe controlar para modificar la potencia del reactor. Una gestión inteligente de los bancos de barras, la temperatura del refrigerante y la concentración de boro permite un seguimiento efectivo de la carga, dentro de ciertos límites impuestos por los materiales del reactor.
(4) Al pasar del modo A, clásico, de control del reactor (basado en barras negras y boro soluble) primero al modo G (basado en bancos de barras negras y las denominadas barras grises [49]) e inclusive al modo X (basado en la combinación de los modos A y G), se ha venido mejorando la flexibilidad operacional de las centrales nucleares hasta lograr performances en lo fundamental equivalentes a la de las modernas centrales térmicas.

14.6 Un modelo de cinética puntual con retardo

Comenzaremos con un modelo inespecífico de cinética puntual, en el que la potencia térmica del reactor en el instante t se representa mediante $P(t)$ y verifica la ecuación integro-diferencial 14.1 [6], en la que ahora explicitamos una dependencia de la reactividad de la potencia del reactor:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{\Lambda}\left(\rho[P] - \beta\right).P + \frac{\beta}{\Lambda}.\int_0^\infty D(u)\cdot P(t-u)\cdot du \qquad [1]$$

Como es usual, β representa la fracción de neutrones retardados y Λ representa el tiempo promedio entre generaciones de neutrones. La función $D(u)$ describe el efecto de los neutrones retardados. Se puede aproximar por una única exponencial decreciente:

$$D(u) = \lambda \cdot e^{-\lambda \cdot t} \qquad [2]$$

La escala de tiempo $\frac{1}{\lambda}$ es del orden de varios segundos.

Supongamos que hasta el instante inicial el reactor opera a la potencia estacionaria P_0.
En ese instante sufre una perturbación instantánea que lleva la potencia a $P(0)$.
Como nos interesa estudiar la posibilidad de inestabilidades oscilatorias en escalas de décimas de segundo, podemos aproximar el término $\int_0^\infty D(u)\cdot P(t-u)\cdot du$ por la constante P_0 de modo que la ecuación (1) para la potencia se reduce a:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{\Lambda}\ \rho - \beta\ .P + \frac{\beta}{\Lambda}.P_0 \qquad [3]$$

Aquí el término $\frac{\beta}{\Lambda}.P_0$ representa la velocidad de producción de potencia térmica (constante en la escala de décimas de segundo) asociada a los neutrones retardados.
Suponemos ahora que la reactividad presenta un mecanismo de retroalimentación instantáneo y un mecanismo retardado, siendo τ el retardo:

[49] J. F. Pétérot (2009) "Réacteurs a eau sous pression. Fonctionnement normale et accidentel" Doc. BN 3 110-1, AREVA, Paris, Francia.

$$\rho = \delta\rho_e + \alpha_i\left(P(t) - P_0\right) + \alpha_r\left(P(t-\tau) - P_0\right).U(t-\tau) \qquad [4]$$

La modificación de reactividad $\delta\rho_e$ debida a causas externas, como movimientos en las barras de control u otros eventos, se considerará nula o se supondrá que se anula luego de producir una perturbación en la potencia del reactor que la aleja de su valor de régimen. La función $U(t-\tau)$ es la función escalón unidad de Heavside, igual a 1 si $t \geq 0$ e igual a 0 si $t < 0$. Indica que el mecanismo de retroalimentación retardado comienza a actuar luego de transcurrido un tiempo τ. Entonces $P(t) = P_0$ es solución para $t < 0$.

Los coeficientes de retroalimentación instantánea y retardada de potencia se representan por los parámetros α_i y α_r respectivamente. En todos los casos suponemos que α_i es negativo (lo cual permite tener en cuenta la retroalimentación negativa originada en el efecto Doppler en el combustible).

Introduciendo la nueva variable de estado $\xi(t) = \dfrac{P(t) - P_0}{P_0}$ y efectuando una aproximación lineal en torno a $\xi = 0$, obtenemos a partir de [3] y [4], suponiendo que $\delta\rho_e = 0$:

$$\frac{d\xi(t)}{dt} = \frac{1}{\Lambda}.\left(\left(\alpha_i.P_0 - \beta\right).\xi(t) + \alpha_r.P_0.\xi(t-\tau).U(t-\tau)\right) \qquad [5]$$

Esta es una ecuación diferencial con retardo del tipo $\dfrac{dx(t)}{dt} = A.x(t) + B.x(t-\tau)$, estudiada por Hayes.[50] En lo que sigue utilizaremos algunos de sus resultados aplicándolos al estudio de la estabilidad de un reactor nuclear.

Las soluciones de este tipo de ecuaciones con retardo se construyen combinando linealmente términos exponenciales $e^{\mu.t}$, donde μ es raíz de la ecuación $\mu = A + B.e^{\mu.\tau}$. En el caso del reactor $x = \xi$, $A = \dfrac{\alpha_i.P_0 - \beta}{\Lambda}$ y $B = \dfrac{\alpha_r.P_0}{\Lambda}$.

Como α_i es negativo el coeficiente del término no retardado es siempre negativo:

$$A = -\frac{\left(|\alpha_i|.P_0 + \beta\right)}{\Lambda}$$

Según este modelo matemático, la estabilidad del reactor depende de la raíz cuya parte real es máxima, y las oscilaciones se producen si la parte imaginaria es distinta de cero.

Si $\dfrac{|A|}{|B|} > 1$, $\xi(t)$ tiende a cero sin oscilar, y por tanto $P(t)$ regresa a P_0 sin oscilar, luego de la perturbación.

Pero si $\dfrac{|A|}{|B|} < 1$ la potencia regresa a su valor estacionario solamente si el retardo es inferior a un cierto retardo crítico:

$$\tau < \tau_c = \frac{\arccos\left(\dfrac{-A}{B}\right)}{\sqrt{B^2 - A^2}} \qquad [6]$$

La función arco coseno se toma entre 0 y π.

[50] N.D.Hayes "Roots of a certain transcendental equation associated with a certain difference-differential equation", J.London Mathematical Society, **25**:226-232, 1950.

Si el retardo τ supera ese valor crítico τ_c, entonces $\xi(t)$ oscila con amplitud creciente y en consecuencia la potencia del reactor $P(t)$ oscila en torno a P_0 con amplitud creciente hasta que la aproximación lineal deja de ser aplicable. En las proximidades de la transición a la inestabilidad es posible estimar el período de oscilación T_0 de la potencia: $2\tau_c < T_0 < 4\tau_c$ si A y B son ambos negativos, y $2\tau_c < T_0$ si B es positivo.
Suponiendo que tanto α_i como α_r son negativos, la ecuación para el retardo crítico del reactor adopta la forma:

$$\tau_c = \frac{\arccos\left(-\frac{|\alpha_i|}{|\alpha_r|} - \frac{\beta}{|\alpha_r|.P_0}\right)}{\sqrt{(\alpha_r.P_0)^2 - (|\alpha_i|.P_0 + \beta)^2}} \qquad [7]$$

En este caso, la función arco-coseno está comprendida entre $\frac{\pi}{2}$ y π (puesto que su argumento es negativo), el período de oscilación T_0 de la potencia en un entorno del umbral de inestabilidad verifica $2\tau_c < T_0 < 4\tau_c$ y el retardo crítico decrece con el incremento de la potencia estacionaria P_0 del reactor.
Cuando el retardo toma su valor crítico τ_c la frecuencia de oscilación de la potencia viene dada por:

$$\omega_c = \sqrt{B^2 - A^2} \qquad [8]$$

En el caso del reactor, la frecuencia de oscilación cuando el retardo toma su valor crítico viene dada por:

$$\omega_c = \frac{1}{\Lambda}.\sqrt{(\alpha_r.P_0)^2 - (|\alpha_i|.P_0 + \beta)^2} \qquad [9]$$

De los resultados de Hayes, reinterpretados en el contexto del reactor, se desprende que aun cuando ambos coeficientes de retroalimentación de la potencia sean negativos, la potencia del reactor se inestabiliza oscilando con amplitud creciente cuando el retardo supera τ_c.
Como $\frac{|A|}{|B|} = \frac{|\alpha_i|}{|\alpha_r|} + \frac{\beta}{|\alpha_r|.P_0}$, resulta que si $|\alpha_i| \geq |\alpha_r|$ (lo que implica $\frac{|A|}{|B|} > 1$) el reactor es estable a cualquier potencia estacionaria de operación, según el modelo lineal.
Pero si $|\alpha_i| < |\alpha_r|$, **existe una potencia umbral** $P_0 = P_U$:

$$P_U = \frac{\frac{\beta}{|\alpha_r|}}{1 - \frac{|\alpha_i|}{|\alpha_r|}} \qquad [10]$$

Cuando la potencia de operación en régimen P_0, se encuentra por debajo del umbral de potencia P_U, el reactor es siempre estable. Pero cuando la potencia de régimen se encuentra por encima del umbral, el comportamiento del reactor depende del valor del retardo τ.
Si el retardo en la retroalimentación es inferior al crítico, el reactor es estable, al menos frente a pequeñas perturbaciones en la potencia que aseguren la aplicabilidad del

modelo lineal. Pero si el valor del retardo τ es mayor que el valor τ_c, el reactor se desestabiliza y presenta oscilaciones en la potencia con amplitud creciente.

Los resultados obtenidos hasta este momento se pueden resumir en un diagrama de estabilidad en el primer cuadrante del plano (P_0, τ) como el que muestra en forma cualitativa la Figura 14.7:

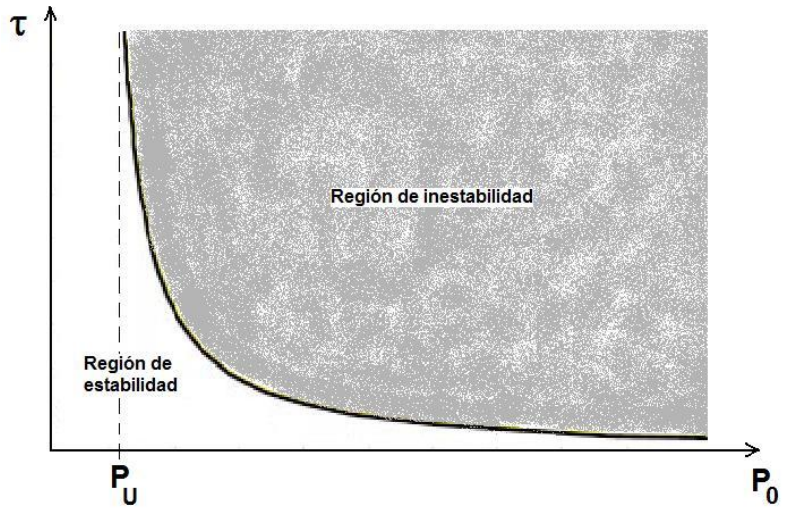

Figura 14.7. Diagrama de estabilidad en el plano retardo versus potencia de régimen

La curva $\tau = \tau_c(P_0)$ separa el primer cuadrante en dos regiones. Los puntos situados por debajo de la curva corresponden a estados estables del reactor, mientras los que se ubican por encima corresponden a estados inestables acompañados de oscilaciones con amplitud creciente.

El modelo simple que construimos muestra cómo pueden surgir inestabilidades oscilatorias, pero no plantea mecanismos explicativos.
El siguiente paso será, entonces, refinar el modelo para exhibir en forma explícita el acoplamiento núcleo-mecánico, o efectos mecánico-cinéticos, como los denomina Marguet. [51]

14.7 La posibilidad de un accidente de criticidad por acoplamiento núcleo-termo-mecánico

En ingeniería de reactores nucleares se hace mucho hincapié en la importancia de que los coeficientes de reactividad por temperatura y densidad sean negativos, porque en ese caso un incremento en la potencia produce una disminución de reactividad, por retroalimentación a partir de las modificaciones en las temperaturas y densidades, la cual tiende a contrarrestar el incremento original en la potencia, estabilizando así a esta última. Por ejemplo, un incremento de temperatura que dilata los materiales del núcleo y distorsiona los elementos estructurales, puede facilitar la fuga de neutrones hacia el ambiente, disminuyendo el factor de multiplicación efectivo y por ende disminuyendo la reactividad del núcleo.

[51] S. Marguet, “The Physics of Nuclear Reactors”, Springer International Publishing AG, Cham, Switzerland, 2017.

Esto efectivamente asegura la estabilidad del reactor si la respuesta de retroalimentación se produce en una escala de tiempo mucho menor que la escala en la que se produce la perturbación en la reactividad: se tiene entonces la denominada **estabilidad estática**.
La estabilidad estática queda asegurada por los coeficientes de reactividad negativos, y es una condición que se debe exigir en un reactor [52].
No obstante, en la sección 14.3 vimos que esta restricción puede aflojarse un tanto en el caso de un BWR, en el que se puede admitir un coeficiente de reactividad por vacío positivo siempre que su efecto desestabilizador se vea compensado por un coeficiente de reactividad por temperatura del combustible negativo y de valor absoluto lo bastante grande, ver la desigualdad 14.3 [11].
Pero si la respuesta de retroalimentación se produce en una escala de tiempo del mismo orden que la escala característica de la perturbación en la potencia, lo que está en juego ahora es la denominada ***estabilidad dinámica*** *del reactor*.
En ingeniería de control es bien conocido el hecho de que la estabilidad estática no asegura la estabilidad dinámica de un sistema, debido a que el retardo en la respuesta correctiva puede fortalecer en lugar de mitigar el efecto de una perturbación.
Para ver esto basta pensar en un columpio oscilando. Si cuando tiende a alejarse se aplica una fuerza que lo frena, y cuando tiende a acercarse se le aplica una fuerza que tiende a detener su aproximación, y las fuerzas aplicadas son proporcionales a la amplitud de la oscilación, el resultado será conducirlo al reposo. Pero si cuando tiende a alejarse se le aplica una fuerza proporcional a la amplitud que lo impulsa a alejarse aún más, y cuando se acerca se lo impulsa a acercarse aún más, el resultado va a ser una secuencia de oscilaciones con amplitud creciente hasta que las fuerzas de fricción aerodinámicas estabilicen el movimiento o la configuración inicial se destruya. Así pues, las mismas fuerzas que pueden estabilizar el columpio cuando se aplican con una cadencia y una intensidad adecuada pueden tender a desestabilizarlo cuando se aplican con una cadencia inadecuada.
Consideremos entonces lo que podría ocurrir en un reactor nuclear.
Las partes estructurales de los reactores constituyen sistemas mecánicos complejos, que pueden vibrar en un conjunto de frecuencias propias, cuando sufren una perturbación apropiada. Se producen así variaciones cíclicas en el estado de deformación de los materiales, incluyendo perturbaciones en su densidad, las cuales pueden afectar la reactividad. A su vez, las variaciones en la potencia producen modificaciones de temperatura en los materiales del núcleo del reactor. Las modificaciones de temperatura, por efecto termo-elástico, producen deformaciones en esos materiales, y se cierra un ciclo causal.
Este acoplamiento entre las vibraciones mecánicas de la estructura y las oscilaciones en la potencia del reactor no solamente no parece ser pasible de ser excluido a priori, sino que parece haber estado presente en alguna etapa durante ciertos experimentos, incidentes o accidentes que acompañaron el desarrollo de la tecnología de reactores, incluyendo:

(a) Los experimentos realizados en USA y conocidos como SPERT y BORAX.
(b) Algunos accidentes en reactores de investigación.
(c) Las inestabilidades que se presentaban en algunos reactores refrigerados a gas que habían sido diseñados para operar a temperaturas elevadas.
(d) Una de las etapas del accidente en el reactor de potencia del tipo RBMK de Chernóbil, en 1986.

[52] No obstante, los reactores de tipo RBMK, como el de Chernóbil, y los reactores CANDU de las primeras generaciones presentan coeficientes de reactividad por vacío positivos bajo ciertas condiciones de operación.

(e) Recientemente, este tipo de inestabilidad parece haber sido una de las causas principales [53] de la imposibilidad de poner en funcionamiento a la potencia nominal los grandes reactores canadienses Maple, cada uno de los cuales fue diseñado con el propósito de satisfacer la demanda mundial de radioisótopos (de reactor) para aplicaciones médicas e industriales.

Si la inestabilidad por acoplamiento núcleo-termo-mecánico se llega a manifestar en un reactor, puede exigir un rediseño del núcleo (como ocurrió en el caso de los reactores Maple, por decisión de la Autoridad Reguladora Nuclear de Canadá). Pese a ello, la mencionada inestabilidad ha sido escasamente estudiada en la literatura abierta sobre ciencia y tecnología nucleares.

El propósito de esta sección es discutir someramente, mediante un modelo matemático simplificado, algunas condiciones en las que podrían surgir inestabilidades significativas, incluyendo oscilaciones de gran amplitud en la potencia, acompañadas por vibraciones mecánicas lo bastante pequeñas como para no resultar excluidas por el diseño mecánico convencional.
No obstante, la mencionada inestabilidad, caracterizada por un acoplamiento entre los procesos nucleares y las vibraciones mecánicas del núcleo del reactor mediada a través de procesos termo-elásticos, ha sido escasamente estudiada en la literatura abierta sobre ciencia y tecnología nucleares. La primera mención pública parece haber sido el trabajo del eminente ingeniero Arthur Stanley Thompson, “Study of reactor kinetics”, presentado y publicado en las actas de la reunión anual de 1962 de la American Society of Mechanical Engineers. Thompson comenzó generalizando un modelo de cinética puntual debido a Alvin Weinberg y Eugene Wigner, para tener en cuenta el efecto de la deformación de los materiales por efecto termo-elástico.
La idea básica es bastante simple. Supongamos un reactor en estado estacionario, bien diseñado. Como vimos en la sección 14.2, si por alguna razón se produce una perturbación que se acompaña de un aumento de potencia, entran en juego diversos mecanismos pasivos de retroalimentación negativa, inherentes a la física del reactor, unos prácticamente instantáneos (como el Doppler) y otros más o menos retardados (como algunos de los asociados con el moderador y el fluido refrigerante), que tienden a limitar ese incremento sin necesidad de recurrir a los mecanismos activos de control.
Un incremento en la potencia aumenta la temperatura y produce dilatación y distorsión en los materiales del reactor. Cuando la variación en el campo de temperatura es lo suficientemente rápida, los efectos inerciales producen un retardo entre el incremento de temperatura y la respuesta mecánica, con lo cual el efecto sobre la reactividad debida a la respuesta mecánica en los materiales también se produce con un retardo. Aún cuando la distorsión de los materiales del reactor en respuesta a un incremento de temperatura, por sí misma en condiciones estáticas tienda a disminuir la reactividad, debido al retardo cabe la posibilidad de que en ciertas condiciones se exciten oscilaciones en la potencia, acopladas con las vibraciones mecánicas de los materiales y asociadas a los mencionados efectos inerciales. Si los parámetros que caracterizan los subsistemas mecánico y neutrónico se encuentran dentro de un intervalo de valores adecuado, en particular si la disipación de energía mecánica durante las vibraciones no es suficiente y la potencia de estado estacionario es lo bastante grande, cabría esperar que como consecuencia de una perturbación la potencia pueda presentar oscilaciones muy rápidas e inestables (con amplitud creciente).

[53] G. Bernasconi (2009) Comunicación personal.

En lo que sigue *suponemos que la reactividad* se puede expresar en términos de una temperatura T asignada globalmente al núcleo del reactor y de una variable y que representa la variación de una densidad global de los materiales del núcleo del reactor, relativa a su valor en el estado de régimen a potencia P_0. El efecto sobre la reactividad de una variación en la temperatura se describe mediante el coeficiente α_T y el efecto debido a la variación en la densidad mediante α_y.

Para nuestro propósito vamos a generalizar el modelo de Wigner-Weinberg-Thompson, añadiendo un nuevo término, dependiente del valor instantáneo de la potencia, para tener en cuenta los mecanismos de retroalimentación que operan a nivel del combustible y que aún en la escala de tiempo de las vibraciones mecánicas de las estructuras del reactor, se pueden considerar instantáneos, como el Doppler. Cabe esperar que esos mecanismos no se puedan relacionar en forma directa con la temperatura T que se asigna al núcleo del reactor considerado globalmente, pero que sí se puedan vincular directamente con la potencia instantánea del reactor.

Introduciendo entonces un coeficiente de realimentación instantánea de potencia, α_i, la reactividad puede escribirse así:

$$\rho = \delta\rho_c + \alpha_i (P - P_0) + \alpha_T (T - T_0) + \alpha_y . y \qquad [1]$$

Supondremos que la reactividad $\delta\rho_c$ se puede considerar nula.

Asumimos al igual que lo hicieran Weinberg, Wigner y Thompson:

(a) La potencia evoluciona según la ecuación 14.2 [3], correspondiente a la denominada aproximación con una fuente constante de neutrones retardados. La repetimos aquí para mayor comodidad del lector:

$$\frac{dP(t)}{dt} \approx \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \cdot P + \frac{\beta}{\Lambda} \cdot P_0 \qquad [2]$$

Esta aproximación se justifica porque las frecuencias de las oscilaciones que cabe esperar se produzcan asociadas a la desestabilización del reactor sean de un orden de la decena de Hz o superior. Como consecuencia se producen muchos ciclos de oscilación antes de que la hipótesis de una fuente constante de neutrones retardados pierda validez.

(b) La temperatura evoluciona según $$C.\frac{dT}{dt} = P - P_0 \qquad [3]$$

Esta última relación expresa que todo exceso de potencia térmica por encima de P_0 no puede ser evacuado por el refrigerante del núcleo y se acumula entonces en los materiales con una velocidad de aumento de la temperatura inversamente proporcional a la capacidad calorífica C del núcleo. Por el contrario, toda disminución de potencia por debajo de P_0 se acompaña de una disminución de T.

Siguiendo a Thompson supondremos que la variación de densidad y la temperatura se conectan por la relación:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + c_m \frac{dy}{dt} + \omega_m{}^2 . y = -\omega_m{}^2 . b . (T - T_0) \qquad [4]$$

En esta ecuación c_m es un coeficiente de fricción mecánica, ω_m es una frecuencia natural de vibración y b es un coeficiente que describe globalmente el efecto termo-elástico en los materiales del reactor.

Eliminando la temperatura de las ecuaciones [3] y [4] se obtiene:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + c_m . \frac{dv}{dt} + \varpi_m{}^2 v = -\frac{\omega_m{}^2 . b . P_0}{C} . \left(\frac{P - P_0}{P_0} \right) \qquad [5]$$

Aquí, por definición $v = \frac{dy}{dt}$ es la velocidad de variación de la densidad relativa.

Eliminado la temperatura entre las ecuaciones [2] y [3], teniendo en cuenta [1], luego de varios pasos de cálculo se obtiene:

$$\frac{d^2 \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)}{dt^2} + \frac{\beta}{\Lambda}.\frac{d}{dt}\left(\frac{P-P_0}{P}\right) + \frac{\alpha_i.P_0}{\Lambda}.\frac{d}{dt}\left(\frac{P-P_0}{P_0}\right) - \frac{\alpha_T.P_0}{\Lambda.C}.\left(\frac{P-P_0}{P_0}\right) = \frac{\alpha_y}{\Lambda}.v \qquad [6]$$

Las ecuaciones [5] y [6] describen el acoplamiento núcleo-mecánico. La ecuación [6] es una generalización de la ecuación correspondiente del modelo de Thompson, para tener en cuenta los mecanismos instantáneos de retroalimentación negativa.

Es conveniente introducir la nueva variable $x = \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)$. La ecuación [6] se puede re-escribir entonces de esta forma: $\frac{d^2x}{dt^2} + f(x).\frac{dx}{dt} + \omega_T{}^2.g(x) = \frac{\alpha_y}{\Lambda}v$ [7]

Por definición: $f(x) = c_n.e^{-x} + c_F.e^{+x}$ y $g(x) = e^{+x} - 1$

Los parámetros $c_n, c_F, \omega_T{}^2$ se definen así: $c_n = \frac{\beta}{\Lambda}$ $c_F = \frac{|\alpha_i|.P_0}{\Lambda}$ $\omega_T{}^2 = \frac{-\alpha_T.P_0}{\Lambda.C}$

El coeficiente α_T se supone es negativo (retroalimentación por efecto de temperatura negativa) mientras que el coeficiente α_y se toma positivo (retroalimentación por efecto de vacío también negativa).

La [7] es la ecuación de un oscilador nuclear no lineal amortiguado y acoplado con el oscilador mecánico [5], cuya ecuación se puede re-escribir así:

$$\frac{d^2v}{dt^2} + c_m.\frac{dv}{dt} + \varpi_m{}^2 v = -\frac{\omega_m{}^2.b.P_0}{C}g(x) \qquad [8]$$

Si se efectúa una aproximación lineal en torno a $x = 0$, se obtienen las ecuaciones:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + (c_n + c_F).\frac{dx}{dt} + \omega_T{}^2.x = \frac{\alpha_y}{\Lambda}v \qquad [9a]$$

$$\frac{d^2v}{dt^2} + c_m.\frac{dv}{dt} + \varpi_m{}^2 v = -\frac{\omega_m{}^2.b.P_0}{C}x \qquad [9b]$$

Introduciendo $\omega_y{}^2 = \frac{\alpha_y.b.P_0}{\Lambda.C}$ y eliminando v entre esas dos ecuaciones lineales resulta:

$$\frac{d^4x}{dt^4} + (c_n + c_F + c_m).\frac{d^3x}{dt^3} + \left(c_m.(c_n + c_F) + \omega_T{}^2 + \omega_m{}^2\right).\frac{d^2x}{dt^2} + \left(c_m.\omega_T{}^2 + (c_n + c_F)\omega_m{}^2\right).\frac{dx}{dt} + \omega_m{}^2.\left(\omega_T{}^2 + \omega_y{}^2\right).x = 0$$

[10]

Todos los coeficientes del correspondiente polinomio de estabilidad (o característico) $a_0 + a_1z + a_2z^2 + a_3z^3 + z^4$ son positivos, por lo cual podemos asegurar la estabilidad imponiendo la restricción $a_3{}^2.a_0 < a_1(a_3.a_2 - a_1)$ que se desprende del criterio de Routh-Hurwitz. Esta desigualdad asegura que todas las raíces del polinomio de estabilidad posean parte real negativa. A su vez, esto tiene como consecuencia que

$x = \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)$ tiende a cero a medida que transcurre el tiempo: la potencia del reactor retorna siempre a su valor de estado estacionario.

Los parámetros del oscilador núcleo-mecánico dependen de los materiales y de la configuración específica de cada núcleo de reactor. No obstante, si se asumen los intervalos de valores para esos parámetros que consideró Thompson, la condición de estabilidad se puede simplificar, también en el caso del modelo generalizado para tener en cuenta los efectos rápidos sobre la reactividad, adoptando ahora la forma de la siguiente desigualdad:

$$\omega_y{}^2 < c_m.(c_n + c_F) \qquad [11]$$

Reintroduciendo los parámetros originales del reactor, la desigualdad [11] queda bajo la forma:

$$\frac{\alpha_y.b.P_0}{C} < (\beta + |\alpha_i|.P_0).c_m$$

Si $\frac{\alpha_y.b}{C} > |\alpha_i|.c_m$ existe un umbral de potencia: $$P_U = \frac{\beta.\left(\frac{c_m.C}{b.\alpha_y}\right)}{1 - \frac{c_m.C}{b.\alpha_y}.|\alpha_i|} \qquad [12]$$

Si la potencia P_0 supera ese umbral el reactor se hace inestable. Eso significa que al menos una raíz del polinomio característico tiene parte real positiva. Pero como todos los coeficientes de dicho polinomio son positivos, esa raíz no puede ser real. Por lo tanto la potencia debe aumentar oscilando con amplitud creciente hasta que la aproximación lineal deja de ser aplicable.

Si $\frac{\alpha_y.b}{C} \leq |\alpha_i|.c_m$, ese umbral de potencia que marca la transición a la inestabilidad no existe.

La condición de estabilidad [11] sugiere que aumentar la fricción en el subsistema mecánico y aumentar el coeficiente de retroalimentación instantánea en el subsistema nuclear estabiliza el reactor e impide la aparición de las excursiones de potencia rápidamente oscilantes con amplitudes crecientes que hemos estado considerando.

El coeficiente $c_F = \frac{|\alpha_i|.P_0}{\Lambda}$ es un parámetro clave en este sentido.

No obstante, una aproximación más precisa exige considerar cada tipo de reactor por separado junto con las modificaciones que los parámetros cinéticos sufren con el quemado y la gestión del combustible en el núcleo.

En principio, los parámetros del modelo de acoplamiento núcleo-mecánico se podrían estimar a partir de mediciones obtenidas en circunstancias apropiadas.

Cabe esperar que, en reactores de investigación, la formación de un número suficiente de burbujas en el agua de la piscina en la que se encuentran sumergidas las placas de combustible pueda producir un sistema mecánico en el cual una masa grande de agua en combinación con un elemento equivalente a un resorte blando, formado por las burbujas, pueda comenzar a vibrar con una frecuencia natural lo suficientemente pequeña como para que el acoplamiento núcleo-mecánico sea posible. Este mecanismo

permitiría una interpretación concreta del significado de los parámetros del subsistema mecánico en el caso particular de los reactores de piscina.
En el caso de los reactores de potencia, las vibraciones de los sólidos estructurales no deben dejarse afuera de la consideración al estudiar la posibilidad de acoplamiento núcleo-mecánico.
El lector interesado en profundizar en los fundamentos de este modelo de acoplamiento núcleo-mecánico, conocer los resultados del análisis no lineal del acoplamiento del oscilador termonuclear con el oscilador termo-mecánico y sus consecuencias desde el punto de vista de la seguridad, podría consultar los trabajos de investigación sugeridos en la bibliografía al final del libro.

Si el modelo matemático no se linealiza, el modelo no lineal predice que, una vez que el estado estacionario se inestabiliza, las variables de estado del reactor tienden hacia un ciclo límite estable [54] (los ciclos límites de oscilación se consideran en la sección 14.7 próxima).
La potencia debería oscilar entonces en forma sostenida mientras que la hipótesis de una fuente constante de neutrones retardados resulte aplicable.
Si la integridad del núcleo se mantiene un intervalo de tiempo lo bastante grande, la hipótesis de una fuente constante de neutrones retardados no resulta admisible, y la dinámica del reactor debe describirse sin recurrir a esta simplificación. Esto es lo que ocurre en otro tipo de oscilaciones en la potencia, más lentas y menos peligrosas, que se observan en los reactores de agua en ebullición (del orden de décimas de Hz), y en las oscilaciones aún más lentas (del orden de diezmilésimas de Hz) asociadas con desbalances en los procesos de producción y destrucción del xenón.

14.8 Oscilaciones en la potencia y otros fenómenos dinámicos

La mayor parte de las perturbaciones que puede sufrir un reactor cuando opera en régimen estacionario se pueden reducir en última instancia a un desbalance entre la producción y la remoción de calor, conducente a variaciones en el campo de temperaturas del núcleo. Estas variaciones modifican los campos de flujos de neutrones (y por tanto la densidad de potencia de fisión) a través de los mecanismos de retroalimentación sobre la reactividad. Las modificaciones en la potencia de fisión influyen a su vez sobre las temperaturas de los materiales, incluyendo el estado termo-hidráulico del refrigerante que atraviesa el núcleo. Una modificación en el estado termo-hidráulico producido en el interior se transfiere hacia el exterior del reactor. También puede producirse una modificación del estado termo-hidráulico en una región externa al reactor, para trasladarse luego hacia su interior y provocar el mencionado desbalance entre producción y remoción de calor. De esta manera pueden influir sobre el estado del reactor, desde perturbaciones en el funcionamiento de las bombas del circuito primario hasta perturbaciones que se producen en la red del sistema eléctrico y se reflejan en una modificación significativa del momento de fuerzas de origen electromagnético que se ejerce sobre el eje común a la turbina y al alternador.
El movimiento de las barras de control introduce perturbaciones en la producción, mientras que la variación en el flujo de refrigerante introduce perturbaciones en la remoción del calor.

[54] R. Suárez Ántola, “An analytical approach to bifurcations and stability in simplified mathematical models of nuclear reactors”, Progress in Nuclear Energy **114**:171–190, 2019.

Esto puede ocurrir bajo condiciones controladas de operación normal, con el propósito de variar la potencia del reactor, o puede ocurrir en el marco de incidentes durante el arranque o la operación de la central (como un movimiento erróneo de una barra o un desajuste en los parámetros del sistema de control automático de la central) o accidentes más o menos severos (como la pérdida de una bomba o un corte en guillotina de una tubería mayor en el circuito primario del refrigerante).
En la sección anterior vimos como el reactor se podía desestabilizar oscilando con amplitud cada vez mayor alrededor de un estado estacionario de operación, si éste era perturbado. Esta oscilación puede estabilizarse en forma de una perturbación periódica sostenida conocida como ciclo límite, que en sí mismo constituye un patrón dinámico estable para la evolución de las variables de estado del reactor.
El modelo de acoplamiento núcleo-mecánico que vimos en 14.5 sugiere que cuando existe un umbral de inestabilidad para la potencia estacionaria del reactor, y este umbral es superado, cualquier perturbación, por pequeña que sea, desencadena las oscilaciones.
Además de esta inestabilidad oscilatoria frente a perturbaciones infinitesimales (conocida como auto-excitación blanda en la teoría de las oscilaciones no lineales), puede aparecer una inestabilidad oscilatoria que se manifiesta solamente si las perturbaciones superan un cierto valor umbral (se conoce como auto-excitación dura). Si la perturbación no supera el umbral y desaparece, el estado del reactor retorna al estado estacionario original. Pero si la perturbación saca el estado del reactor de la región de estabilidad que rodea al régimen de operación estacionario, por lo general se producen oscilaciones de amplitud creciente hasta alcanzar un régimen estable de oscilación en forma de ciclo límite.

En los reactores de tipo BWR existe un conjunto de pares de valores de potencia estacionaria y flujo de refrigerante para los cuales se puede presentar una auto-excitación blanda de oscilaciones, y que en consecuencia deben ser evitados durante la operación en régimen estacionario del reactor. Pero, además, para ciertos pares potencia-flujo, que corresponden a estados estacionarios estables frente a pequeñas perturbaciones, se puede presentar una auto-excitación dura de oscilaciones, a menudo inesperada.
Las oscilaciones en los BWR pueden tener tres orígenes:

(a) Malfuncionamiento del sistema de control
(b) Inestabilidad termo-hidráulica localizada en un canal de combustible
(c) Inestabilidad por acoplamiento entre las variables termo-hidráulicas y las variables neutrónicas a través de la reactividad.

-El primer tipo es un problema de control que se resuelve reparando o sintonizando nuevamente los controladores.

-La inestabilidad localizada en un canal a través del cual asciende verticalmente el refrigerante, y en cuya porción superior se forma una mezcla de agua líquida y vapor, aparece cuando la caída de presión a través del canal se desfasa lo suficiente respecto de las perturbaciones en el flujo de entrada al canal, debido a los efectos de la propagación ascendente de una onda de variación de la densidad del fluido. Este tipo de inestabilidad puede observarse, por ejemplo, cuando un elemento combustible queda mal ubicado y produce una restricción local al flujo en el canal (en los BWR los canales se encuentran limitados por paredes laterales que los separan de los canales vecinos, a diferencia de lo que ocurre con los PWR). La inestabilidad local influye sobre el estado del reactor pudiendo excitar oscilaciones por un mecanismo que se conoce como excitación

paramétrica. Un ejemplo de excitación paramétrica de oscilaciones en un sistema dinámico es el caso del columpio al que se le aplica una fuerza externa periódica y proporcional a la amplitud de oscilación, mencionado al comienzo de la sección 14.5. Una pequeña perturbación da origen a una fuerza externa, pero lo que ocurre de ahí en adelante depende de la relación entre la frecuencia natural del columpio y la frecuencia de la fuerza externa.

-La inestabilidad por reactividad es la más importante en lo que respecta a la respuesta del reactor frente a perturbaciones, puesto que su génesis involucra al flujo neutrónico y porque generalmente es dominante sobre la inestabilidad termo-hidráulica local.
Las oscilaciones resultantes pueden ser de dos clases: *en fase* y *fuera de fase*.
En el caso de las oscilaciones en fase, el flujo neutrónico y las demás variables crecen o decrecen al unísono en todo el núcleo, por lo cual la potencia de fisión del reactor presenta oscilaciones sostenidas fácilmente identificables.
En el caso de las oscilaciones fuera de fase, la mitad del núcleo evoluciona desfasado de la otra mitad, de modo que cuando la potencia crece en una mitad, decrece en la otra, manteniéndose prácticamente constante la potencia total de fisión producida. Esta inestabilidad exige localizar detectores en lugares específicos para poder detectarla y cuantificar su gravedad. Es uno de los temas de investigación en dinámica de reactores que presenta gran importancia tanto para el diseño como para la operación de centrales nucleares basadas en reactores de agua en ebullición.

Las oscilaciones producidas por un desbalance entre la producción y la destrucción del xenón, con períodos del orden de horas, también se presentan en dos modalidades: en fase (la concentración de xenón y la potencia crecen o decrecen al unísono en todas las partes del núcleo) y fuera de fase (la concentración de xenón y la potencia crecen en una mitad y decrecen en la otra mitad del núcleo).
Cuando ciertos reactores de tipo PWR se utilizan para seguir la carga en condiciones en las que la potencia de régimen debe modificarse a menudo, a menos de que se lo tenga en cuenta en el diseño e implementación del sistema de control, se puede establecer un régimen oscilatorio del xenón en el cual los valores de pico de las temperaturas en el combustible pueden aproximarse o aún superar los límites máximos permitidos.
Las oscilaciones en fase del xenón pueden presentar auto-excitación dura. Junto con las oscilaciones fuera de fase, continúan siendo un tema de investigación en dinámica de reactores, sobre todo en control de reactores basado en el empleo de redes neuronales y otras herramientas que se pueden implementar bien en centrales nucleares gracias al aumento en las prestaciones de los ordenadores y al desarrollo de algoritmos de computación muy potentes.
Los modelos matemáticos que permiten estudiar las oscilaciones fuera de fase y otros fenómenos (como el efecto local de la inserción de una barra de control) cuyo estudio exige tener en cuenta no solo variaciones temporales, sino también variaciones espaciales de los flujos neutrónicos, en las densidades, en las temperaturas, así como en las presiones y en las velocidades del refrigerante, exigen un marco conceptual que escapa al de la cinética puntual con retroalimentación que vimos en las primeras dos secciones de este capítulo, y que tan bien nos sirvió para estudiar algunos aspectos de la estabilidad de los BWR, para construir un modelo muy simple de una central basada en un PWR y para una primera aproximación al problema de las inestabilidades oscilatorias por acoplamiento núcleo-mecánico.
El nuevo marco, alguna de cuyas características ya vimos en la sección 8.5, se basa en formular la relación entre las variables de estado del reactor utilizando sistemas de

ecuaciones a derivadas parciales, que debido a los efectos de retroalimentación son no lineales.
En general, para analizar la seguridad de reactores en la fase de diseño o en el control del diseño, el uso de la cinética puntual puede no ser adecuado. Por ejemplo, la cinética puntual con retroalimentación subestima el efecto de una inserción positiva de reactividad que podría producir o agravar un accidente, y puede sobreestimar el efecto de una inyección de reactividad negativa destinada a mitigar el desarrollo de un accidente de criticidad.
Entonces se implementan modelos que discriminan variaciones espaciales y diferencias de energía entre los neutrones en distintas posiciones dentro del núcleo del reactor. Esos modelos se conectan a su vez con modelos matemáticos del resto de la planta para poder simular los procesos en operación normal, así como durante posibles incidentes y accidentes. Pero este es el tema de la última sección de este capítulo.

14.9 Simuladores digitales para reactores de potencia y centrales nucleares

Cuando un modelo matemático lo bastante realista de una central nuclear se implementa en un ordenador, con interfaces de alto nivel, ofreciendo representaciones gráficas de los valores de las variables de estado y su evolución temporal en diferentes lugares de la planta, y permitiendo visualizar relaciones de conexión entre los distintos subsistemas, se tiene un simulador digital. Si se le suministra información de partida adecuada, puede ser una herramienta apta para la enseñanza de la tecnología nuclear energética, o incluso, si es lo bastante completo y sofisticado, puede integrarse en un sistema de control de una planta real. El Organismo Internacional de Energía Atómica ha puesto a punto varios simuladores para entrenamiento de operadores de centrales, fruto del esfuerzo y de la experiencia de expertos de todo el mundo. Se sugiere que el lector interesado se ponga en contacto.
Puesto que un ordenador actual no deja de ser una máquina con un número finito de estados (aunque un número muy grande) con un reloj que habilita el cambio de estado luego de un intervalo de tiempo mínimo (finito, aunque muy corto) es evidente que no permite representar exactamente los campos a valores continuos repartidos en un continuo espacio temporal que aparecen en las ecuaciones de los modelos matemáticos del reactor y de la planta nuclear. Por este motivo se construye un modelo matemático para la simulación, en el que el tiempo, el espacio y las energías toman valores discretos, al igual que las variables de estado del núcleo del reactor y del resto de la central nuclear. La construcción y la validación contra datos reales, del modelo discreto junto con los algoritmos de cálculo, en condiciones de ser implementados en un ordenador, constituye una tarea fundamental para comprender la dinámica de los reactores y las plantas nucleares, no trivial y no exenta de dificultades, a veces inesperadas.

15 Emplazamiento y otras decisiones sobre centrales nucleares

"Un sistema no es más que la subordinación de todos los aspectos del universo a cualquiera de esos aspectos"
(Jorge Luis Borges, en "El libro de arena")

Un poco en el espíritu de la definición de sistema que da Borges, en este capítulo y en el capítulo final del libro nos alejaremos un tanto de los aspectos puramente físicos y tecnológicos de una central nuclear. Hasta este momento la habíamos estudiado como un sistema complejo sí, pero un sistema físico al fin de cuentas. Pero esto no es suficiente si se debe tomar una decisión en torno a la energía nuclear: no se pueden ignorar otros aspectos de la tecnología nuclear energética, que la conectan directamente con temas de índole social, económica y ambiental. Comenzaremos con algunas cosas a tener en cuenta en el marco de una toma de decisiones sobre centrales de potencia en general. Continuaremos con el problema del emplazamiento, que abarca desde consideraciones geotécnicas y ambientales hasta la opinión pública. Examinaremos brevemente posibles accidentes en centrales nucleares en un marco de estimación de riesgos generalizada, aplicable tanto a daños de origen natural como inducidos por la actividad humana. Finalmente diremos algo sobre costos y financiamiento implicados en la conversión de la energía en general y mediante centrales nucleares en particular.

15.1 Comentarios sobre el proceso de toma de decisiones en torno a una central nucleoeléctrica

La decisión acerca del tipo de planta generadora de potencia eléctrica (no necesariamente de conversión a partir de energía nuclear), considerando como un dato los requerimientos de carga de base futuros (para fijar la potencia requerida en MW eléctricos), se basa siempre, aunque no exclusivamente, en una comparación de costos con vida útil de las alternativas que se consideran.

Además, es necesario tener en cuenta:

-si el suministro de combustible es adecuado y es seguro (incluyendo la dependencia de suministros provenientes de otros países)

-los aspectos de seguridad y el impacto sobre el ambiente en relación con el funcionamiento de la planta de potencia

- la disponibilidad de sitios apropiados para instalar la planta (sitios cuya naturaleza puede variar al pasar de una alternativa de planta a otra)

-el grado de aceptación pública de tal o cual tipo de planta (muy relacionada con percepciones socialmente compartidas sobre la contaminación del ambiente asociada a tal o cual tipo de planta generadora)

-los costos, incertidumbres y retardos asociados con las regulaciones gubernamentales y sus modalidades de aplicación

-los costos de operación y mantenimiento, teniendo en cuenta el grado de disponibilidad de la instalación y el factor de capacidad de la planta, que pueden variar significativamente entre las posibles alternativas.

Todo esto debe ser adecuadamente analizado y ponderado cuando se va a tomar la decisión de instalar una planta generadora cualquiera. En particular, al comparar una planta generadora que emplea combustible orgánico (fósil o biomasa) y una planta nuclear, se pone énfasis en los costos fijos relacionados con el capital invertido, el costo del combustible, y los costos de operación, mantenimiento y los seguros. En general, lo

que puede hacer competitiva a la generación nucleoeléctrica respecto de otras modalidades de generación, aún sin tener en cuenta el previsible incremento en los precios del petróleo y el gas natural, es aumentar la disponibilidad[55] de las plantas nucleares y disminuir sus costos operacionales considerados en sentido amplio, junto con los tiempos de construcción y las demoras en las licencias gubernamentales.

Todas las fuentes de energía producen impactos ambientales. Aún los sistemas de generación de base eólica, si se pudieran utilizar para generar un 30 o 40 % de la potencia actualmente producida por otros medios, acarrearían consecuencias significativas sobre el clima global. Un estudio realizado por la Universidad de Cambridge, Inglaterra, estima que, en esas condiciones, si bien la temperatura promedio no se modificaría en forma significativa, se modificarían las temperaturas promedio máxima y mínima en algunos grados. Como consecuencia, la competitividad de los sistemas de generación sobre base nuclear en un mercado más o menos desregulado de suministro de energía eléctrica va a depender también, y en una medida para nada despreciable, del impacto ambiental de las fuentes alternativas.
Hasta hace algunos años, por una u otra razón se tendía a desestimar las consecuencias de la acumulación de gases de efecto invernadero y de otros contaminantes atmosféricos asociados, en buena medida, con la generación a partir de combustibles fósiles.
Hoy, al parecer, casi nadie lo discute, y es uno de los motivos por los cuales ha renacido el interés en la generación nucleoeléctrica.
Las modalidades de generación que producen gases de efecto invernadero sin compensación posible, como la quema de combustibles fósiles sin secuestro de CO_2, ya han comenzado a sufrir, en muchos países centrales, un proceso de penalización económica por razones ambientales.

---

[55] En las centrales de potencia se definen varios factores para medir el desempeño de cada planta como unidad productora de energía eléctrica neta, y poder así comparar centrales térmicas a carbón, gas, petróleo, centrales nucleares, centrales hidroeléctricas, generadores eólicos, etc. Entre ellos encontramos el factor de disponibilidad de energía, el factor de carga y el factor de operación.
Se considera la energía eléctrica neta suministrada, tal como se la puede medir a la salida de la planta después de haber restado la energía eléctrica consumida por los sistemas auxiliares y las pérdidas en los transformadores que se consideran como parte integrante de la central.
El **factor de disponibilidad de energía FDE** se define para un intervalo de tiempo de referencia (por ejemplo, un año) a partir de la generación neta de energía eléctrica **GER** (por ejemplo, en MW-h) que se podría suministrar si la planta opera a su potencia nominal sin interrupción durante todo el período de referencia. Se descuentan: (1) La pérdida planificada de energía **PPE** (energía no suministrada durante el período de referencia debido a paradas de planta planificadas con al menos cuatro semanas de anticipación o a reducciones en la carga bajo control de la gerencia de la planta). (2) Las pérdidas no planificadas de energía **PNPE** (la energía no suministrada durante el período de referencia debido a paradas de planta no planificadas o reducciones de carga que no están bajo el control de la gerencia de la planta). (3) La pérdida externa de energía **PEE** (la energía no suministrada debido a restricciones que reducen la disponibilidad de la planta y que se encuentran más allá de lo que la gerencia de la planta puede controlar).
Entonces se define: **FDE=((GER-PPE-PNPE-PEE)/GER)×100**
El **factor de carga FC** se define a partir de la energía eléctrica neta efectivamente generada EEG durante el período de referencia y la GER: **FC=(EEG/GER)×100**
El **factor de operación FO** se define a partir del cociente entre el número de horas durante las cuales la central estuvo operando en línea **HL** y el número de horas totales del período de referencia **HT**: **FO=(HL/HT)×100**

Un crecimiento futuro de la generación nucleoeléctrica depende de la percepción del riesgo que esta modalidad de generación conlleva, tanto como depende de los aspectos estrictamente económicos de las distintas alternativas. La manipulación, el almacenamiento y el transporte de combustible nuclear continúa siendo un asunto preocupante para la opinión pública, pese a que desde el punto de vista tecnológico es un problema que se podría considerar resuelto.
La gente continúa confundiendo los desechos nucleares asociados con armas nucleares con el combustible quemado proveniente de los reactores nucleares de potencia. En esta confusión el secreto asociado con las actividades militares y la desinformación sobre asuntos tales como el accidente de Chernóbil juegan un rol nada desdeñable: se estima que de la contaminación de origen nuclear actual, de cada 1000 unidades, 5 se deben al accidente de Chernóbil (posiblemente el peor accidente concebible en una central nuclear) y las 995 unidades restantes se deben a las actividades militares, en particular a las explosiones nucleares de prueba y los accidentes en reactores y en plantas de procesamiento con fines estrictamente militares.

15.2 Emplazamiento

Suponiendo que se tome una decisión afirmativa y se decida instalar una central nuclear, uno de los problemas más sensibles para la opinión pública es el del emplazamiento.
La aprobación de una ubicación propuesta para un reactor nuclear, tanto de investigación como de potencia, es parte del proceso de licenciamiento y como tal involucra la participación de varias agencias gubernamentales. La ubicación de un reactor exige tener en cuenta varios requerimientos en relación con los efectos de posibles accidentes, propios del reactor o de la planta nuclear, sobre la población circundante, así como ciertos accidentes que son específicos de la ubicación geográfica planteada e independientes de que un reactor de investigación o una planta de potencia nuclear se encuentren o no allí localizados (como terremotos, desplazamientos de grandes masas de agua asociadas a maremotos, inundaciones relevantes y tornados).

Como orientación, se pueden establecer cuatro principios para evaluar la factibilidad de un emplazamiento propuesto:

(i) El reactor mismo: sus características de diseño, su modo de operar, el inventario de radioactividad que cabe esperar posea, y las características de diseño que busquen prevenir o mitigar las consecuencias de una posible liberación de radioactividad al ambiente.

(ii) La densidad de población y los usos del ambiente en donde se propone instalar la central.

(iii) Las características físicas del sitio (características sismológicas, geológicas, meteorológicas e hidrológicas).

(iv) Un análisis de las medidas de salvaguarda propuestas es indispensable si la densidad de población es elevada o las características físicas del sitio no son favorables, pero aun así se considera la posibilidad de ubicar un reactor nuclear de potencia. (Por ejemplo, una central nuclear no debería situarse próxima a un aeropuerto, porque un avión podría chocar con ella; pero si la

estructura de la planta se refuerza lo suficiente como para resistir el peor impacto concebible, la ubicación podría ser autorizada).

En lo que sigue se considerarán algunos de estos aspectos a tener en cuenta para el emplazamiento de una central nucleoeléctrica.

15.2.1 Aspectos relacionados directamente con la protección radiológica

Lo primero que se debe considerar es el conjunto de criterios de protección radiológica aplicables como lineamientos guía para decidir si la ubicación propuesta es o no aceptable.

(1) El análisis de los riesgos que pueden generar los sistemas nucleares de potencia incluyen el efecto de las radiaciones ionizantes sobre los materiales, sobre los sistemas biológicos y sobre el ambiente. El entorno de radiaciones, principalmente (pero no exclusivamente) rayos gamma y neutrones, propio del proceso de fisión nuclear, requiere blindar los sistemas sensibles a la radiación. La producción de núcleos radioactivos (fragmentos de fisión) y de isótopos transuránicos, por el proceso de fisión, requiere que estos productos sean aislados del ambiente y sufran un almacenamiento más o menos prolongado (cuán prolongado depende del manejo del combustible y en el futuro próximo, del desarrollo de procesos de conversión tendientes a sustituir esos isótopos radioactivos por otros cuya vida media es menor).

(2) Los criterios radiológicos aplicados a la evaluación del emplazamiento de las centrales nucleares establecen umbrales de dosis aplicadas a varios grupos de población como consecuencia de un accidente hipotético que produce una liberación muy significativa de productos de fisión desde el núcleo del reactor, seguida de su liberación por falla en la barrera de contención que rodea al núcleo del reactor. Una situación como ésta solamente se podría dar si se produjeran juntos tres eventos, cada uno de los cuales es sumamente improbable: un accidente de pérdida de refrigerante en gran escala, la falla del todos los componentes del sistema de emergencia para enfriamiento del núcleo del reactor y la ruptura de todas las barreras de contención, externas al recipiente del reactor.

Cuando se analizan, desde el punto de vista de la evaluación de un emplazamiento propuesto, posibles exposiciones de una población a las radiaciones liberadas desde la central nuclear por un accidente mayor, se suelen distinguir varias zonas concéntricas en torno a la planta.
En la zona más próxima (digamos a vía de ejemplo, de 10 km de radio), donde la exposición a la radiación asociada a un accidente podría ser significativa, se considera aceptable una densidad de población baja. Asimismo, se considera indispensable la definición de un área de exclusión inmediatamente adyacente a la planta (digamos a vía de ejemplo, de 1 km de radio) tal que dentro de ella la gerencia de la central debe tener el control de todas las actividades que se realicen.
La zona de baja densidad de población se encuentra en el exterior de la zona de exclusión. El número total de habitantes debe estar acotado por la posibilidad de refugiarlos o evacuarlos en caso de que se produzca un accidente mayor.

En la frontera del área de exclusión se establece una cota superior (por ejemplo 25 rem) a la dosis de cuerpo entero recibida por una persona durante un período de tiempo de exposición a todas las fuentes posibles de radiación (por ejemplo 2 horas). Esto permite calcular una cota inferior para el diámetro de la zona de exclusión, suponiendo que por emisiones producidas por la planta accidentada se genera una pluma de descarga arrastrada por el viento y utilizando modelos matemáticos de advección-dispersión aplicados en condiciones muy conservadoras para calcular los campos de concentraciones de los contaminantes radioactivos. Un modelo gaussiano de la dispersión es adecuado para estos efectos, aunque resulte demasiado grosero para un cálculo realista de riesgos.

En la frontera de la zona de baja densidad de población se establece una cota superior de dosis de cuerpo entero por persona (por ejemplo, los mismos 25 rem) durante un tiempo de permanencia que por lo general se toma igual al tiempo de pasaje de la nube radioactiva que resulta del peor accidente concebible. Esto permite calcular las dimensiones de la zona.

Además de la zona de exclusión y la zona de baja densidad de población, se introduce una tercera zona, generalmente de 80 km de radio, fuera de la cual se admite que puedan encontrarse grandes ciudades. La definición de esta tercera zona se hace sobre la base del riesgo de desarrollo retardado de neoplasmas como consecuencia de un accidente mayor en la planta.

Como ya se dijo, todo esto se hace desde un punto de vista extremadamente conservador, por lo cual es necesario distinguir las estimaciones que se realizan al considerar el emplazamiento de la central de los cálculos de riesgos, mucho menos conservadores, que se realizan mediante el uso de resultados de mediciones y modelos mucho más sofisticados.

15.2.2 Aspectos relacionados con las características físicas del sitio

Las plantas nucleares se diseñan y construyen de modo de soportar las aceleraciones asociadas a los terremotos más severos que resulten verosímiles en cada caso. Además, para el denominado “terremoto de base para la operación” la planta debe poder seguir operando a pleno durante este evento. El diseño de las estructuras de las plantas nucleares para que puedan resistir e incluso operar durante seísmos se ha constituido en una verdadera disciplina especializada de las ingenierías civil y mecánica.

Las estructuras de las plantas nucleares deben soportar los esfuerzos mecánicos producidos por los tornados, incluyendo en su diseño medidas de protección para los sistemas más sensibles (como el reactor y sus sistemas anexos, junto con los componentes del circuito primario) frente al impacto de proyectiles arrastrados por el viento.

Las plantas ubicadas cerca de los ríos deben poder soportar una inundación postulada, la denominada “máxima inundación probable”. También se consideran, al analizar la ubicación de una central nuclear, posibles inundaciones producidas por huracanes o rotura de presas situadas aguas arriba del emplazamiento propuesto. Si se ubica cerca

del mar, se tienen en cuenta las olas debidas a maremotos, además de los vientos e inundaciones producidas por los huracanes.

15.3 Accidentes, daños, riesgos y detrimentos

En 1983 un grupo de estudio, formado por la Royal Society en Londres, presentó un informe sobre evaluación de riesgos. Allí se define esa actividad como la colecta y el examen de información científica y técnica para identificar sucesos que vienen acompañados de efectos adversos, estimar la probabilidad de esos sucesos y medir la severidad de sus efectos. En lo que sigue convendremos en llamar daños a esos efectos adversos, y sucesos dañinos a los sucesos que traen consigo esos daños.

Mientras las centrales nucleares se encuentran operando normalmente, no constituyen un peligro debido a que las autoridades reguladoras de los distintos países imponen límites muy estrictos a las emisiones admitidas de materiales radioactivos. Lo mismo ocurre con las plantas de reprocesamiento de combustible en operación normal y con el resto de los procesos involucrados en el ciclo del combustible.

El peligro más importante se encuentra en el enorme inventario radioactivo del núcleo de un reactor de potencia. Como vimos en la sección 9.5 ese inventario, para un reactor de 1000MW eléctricos puede ser de 4×10^{19} Bq. El suceso dañino es en este caso un accidente con liberación de una parte de este inventario.
Además de un accidente en un reactor, puede producirse un accidente de criticidad en una planta de reprocesamiento (un conjunto de material combustible configura una masa crítica) o durante el transporte de desechos nucleares, como ocurrió en dos ocasiones, en 1957 y en 1967, en Sverdlosvk, en la región de los montes Urales, en la antigua URSS. Al parecer allí se produjeron las explosiones de dos barcos que transportaban desechos radioactivos en gran cantidad, debido a la elevación de temperatura que fue causado por el calor de decaimiento de los productos de fisión. Se contaminaron algunos kilómetros cuadrados con unos 10^{10} Bq/km^2. Los principales contaminantes fueron estroncio-90 (período de 28 años) y cesio-137 (período de 30 años), ambos emisores beta, por lo cual pueden causar un daño significativo si son incorporados en los tejidos biológicos.

Siguiendo la sugerencia de la Royal Society, definiremos el **riesgo** asociado con un suceso dañino durante un cierto intervalo de tiempo como la probabilidad de que se produzca ese suceso en algún momento durante ese intervalo.
Para estimar el riesgo de un accidente asociado con la liberación de grandes cantidades de material radioactivo al ambiente, y por lo tanto que pudiera constituir el peligro mayor para una población, es necesario tomar un ejemplo concreto.
Como la inmensa mayoría de los reactores son térmicos, y utilizan agua como moderador y como refrigerante, este parece ser el caso indicado para estudiar. Generalmente se admite, en ingeniería nuclear, que el corte en guillotina de una tubería mayor en el circuito primario, con la consiguiente pérdida de refrigerante, es el suceso iniciador más peligroso. Aunque la cadena de reacciones de fisión se detendría por falta de moderador, los productos de fisión seguirían produciendo calor. Si el sistema de refrigeración de emergencia fallara, el núcleo del reactor podría fundirse. Si las estructuras de contención fallaran, se podría liberar material radioactivo hacia el exterior de la planta.

Las posibles secuencias de acontecimientos se pueden representar mediante árboles de eventos, comenzando por admitir que el corte en guillotina se produce. Ahora pueden pasar dos cosas excluyentes y complementarias: o el sistema de potencia eléctrica funciona, o no lo hace. Si falla, entonces pueden ocurrir dos cosas: el sistema de estructuras de contención resiste o bien no lo hace. Si resiste, bien, si no, se liberan materiales radioactivos al ambiente. Si el sistema de potencia eléctrica no falla, pueden ocurrir dos cosas: o bien el sistema de refrigeración de emergencia funciona exitosamente, o bien falla. Si funciona, no hay problema. Si no funciona, es posible que se pueda poner en marcha un mecanismo de remoción de productos de fisión o que no se pueda hacer esto último, pero ahora adquiere una importancia decisiva la integridad de las estructuras de contención.
Si se asignan probabilidades a cada una de las alternativas excluyentes y complementarias, de modo que la suma da siempre uno, y si se admite que los sucesos de una rama del árbol de eventos son independientes, las probabilidades a lo largo de cada rama se pueden multiplicar para estimar la probabilidad del suceso que aparece en el extremo de la rama.
Algunas de las probabilidades se pueden estimar con una razonable certidumbre sobre la base de los datos provenientes de la industria, donde las fallas en tuberías y cosas por el estilo, así como sus frecuencias, están bien documentadas.
Pero la probabilidad de eventos clave como la falla del sistema de refrigeración de emergencia puede ser difícil de estimar, porque no hay suficientes años-reactor de operación como para permitir una estadística. Hasta 2008 se han acumulado algo menos de 3×10^4 años-reactor (años de funcionamiento sin interrupciones de un reactor hipotético representativo de todos los que han operado y operan, sean térmicos o rápidos, refrigerados a agua, gas o metal líquido), lo cual no suministra datos adecuados para estimar probabilidades que pueden estar próximas a 10^{-5} o menos.
Además, no parece razonable juntar en un mismo paquete reactores de concepciones e implementaciones tan diferentes.
Sea como fuere, el árbol de eventos es empleado exitosamente en ingeniería nuclear para comparar diferentes diseños posibles e identificar los puntos débiles de cada uno.

En caso de que resulte posible estimar el riesgo de un cierto suceso dañino, se puede pasar a la etapa siguiente, en la que se evalúa cuantitativamente el daño producido.
Por ejemplo, en el caso de un accidente en una central nuclear, suponiendo que se haya podido aplicar el árbol de eventos en la estimación de la probabilidad de ese accidente, se calcula la cantidad de cada material radioactivo liberado y se usa un modelo de pluma de descarga para estimar el campo de concentraciones de cada sustancia en la atmósfera (en forma de gases inertes radioactivos, aerosoles o material particulado) y la cantidad que se deposita en el suelo y en otras superficies en la región afectada.
Luego se pueden estimar las dosis que reciben los pobladores situados en la zona de influencia. A partir de las correlaciones dosis-respuesta se puede estimar el número probable de muertes y otros daños asociados con el accidente.
Por supuesto que un procedimiento análogo se puede aplicar a un accidente en una planta térmica a base de combustible fósil o en una planta química.
En el caso de una planta que quema combustibles fósiles sin filtros adecuados, se debe aplicar el procedimiento, aún en operación normal, a las emisiones de gases contaminantes y de material particulado, incluyendo la cuantificación del número de casos de enfermedades del aparato respiratorio en las poblaciones expuestas.

Una vez que se ha cuantificado el daño, se puede definir:

Detrimento=Riesgo × Daño [1]

Los detrimentos pueden ser sumados cuando corresponden a diferentes daños asociados a una misma instalación. Las compañías de seguros calculan sus pólizas a partir de fórmulas similares a la [1].

Pero no hay acuerdo en cómo proceder en los casos en los que el riesgo es extremadamente pequeño pero el daño es percibido como extremadamente grande.

15.4 Nociones sobre costos de la conversión de la energía

Las empresas comerciales que operan plantas generadoras de potencia eléctrica toman decisiones sobre instalar o no una nueva planta sobre la base de un estudio costo-beneficio, como en cualquier otro emprendimiento de índole económica, incluyendo los emprendimientos domésticos relacionados con la energía. Por ello, un ejemplo de toma de decisiones a nivel individual podría bastar para hallar los elementos esenciales de todo este tipo de proceso.

Supongamos que una persona contempla la posibilidad de comprar un sistema para calentar agua a partir de la radiación solar.

La vida esperada de la instalación es de 20 años y cuesta, digamos, 90.000 pesos.

Si la persona pide un préstamo de 90000 pesos, el prestamista le aplica una tasa de interés, digamos $i_1 = 0.1$. Supongamos que debe pagarse al prestamista una alícuota del capital más los intereses acumulados, al final de cada año y durante 20 años. Supongamos que el valor remanente asociado a la instalación (materiales, etc.) luego que cumple su ciclo de vida útil se podría estimar en 15000 pesos.

Por otra parte, se espera que el precio del combustible ahorrado aumente con una tasa anual $e = 0.06$.

El dinero ahorrado en combustible en el primer año se estima que es A_1. Se podría poner en un banco (caja de ahorro) con una tasa de interés, supongamos $i_2 = 0.05$. Entonces es posible estimar el valor final del combustible ahorrado luego de veinte años, teniendo en cuenta lo que se ahorra cada año y los intereses que ese dinero podría dar hasta el final de la vida útil de la instalación. Luego se puede llevar ese número a valores presentes, lo mismo que el valor remanente de la instalación, para compararlos con los costos presentes de adquirir e instalar el sistema de calentamiento de agua a partir de un préstamo.

Un valor de A_1 para el cual ambos valores coincidan será el punto de equilibrio para esa instalación en esas condiciones. En las mismas condiciones un valor mayor de A_1 hará rentable el emprendimiento, siempre en relación con la aplicabilidad, durante todo el período de 20 años, del conjunto de hipótesis efectuado.

Consideremos nuevamente todo esto, pero ahora desde la perspectiva de las plantas de producción de potencia eléctrica. Aquí tenemos **costos variables** (dependientes de la operación de la planta de potencia) y **costos fijos** (independientes de la operación de la planta).

Los costos variables son costos de combustible, costos de operación y mantenimiento y algún costo imprevisto que puede ser necesario estimar (por ejemplo, demoras en la construcción debidas a trabas burocráticas solas o combinadas con el resultado de la actividad de los ambientalistas).

Para afrontar los accidentes, sabotajes y ataques bélicos puede trabajarse sobre la base de un seguro, que integra el costo fijo de la planta.

Para algunas instalaciones, como las eólicas o las solares, no es el costo del combustible consumido sino el costo del combustible ahorrado el que se debe emplear en los cálculos económicos. En el ejemplo de una persona que decide sobre un sistema de calentamiento de agua para uso doméstico, la comparación debe efectuarse con el combustible más barato disponible, en condiciones que permitan obtener los mismos resultados que la instalación solar (podría ser gas, electricidad u otro, dependiendo de las circunstancias). En el caso de las plantas de potencia para uso comercial, eólicas o solares, la comparación debería hacerse sobre el consumo de combustible de plantas basadas en combustibles orgánicos o en la fisión nuclear, que suministren las mismas prestaciones.
Los costos fijos son los costos del capital que es necesario invertir para que la planta se pueda construir, instalar y operar, así como para quedar habilitada en condiciones en las que pueda comenzar la producción.

15.5 Nociones sobre evaluación de alternativas, desde el punto de vista financiero, para la conversión de la energía

Veamos ahora algunos aspectos relacionados con el capital mismo, necesario para un emprendimiento en tecnología energética.
Si una cantidad de dinero P se invierte en el momento presente a una tasa de interés dada i, luego de t años su valor futuro será:

$$F(t) = (1+i)^t \cdot P \qquad [1]$$

Esta ecuación, escrita así $P = \dfrac{F(t)}{(1+i)^t}$ permite reducir cualquier valor futuro a un valor actual, presente, asumiendo una tasa de interés conocida e invariante.

Consideremos entonces una serie de pagos anuales de una cantidad fija de dinero A, a partir de un determinado instante inicial $t = 0$. Entonces se puede reducir cada pago al instante inicial, y sumando los valores reducidos, se obtiene el denominado valor presente P de la serie de t pagos uniformes:

$$\frac{A}{(1+i)} + \frac{A}{(1+i)^2} + \cdots + \frac{A}{(1+i)^t} = A \cdot \frac{\left((1+i)^t - 1\right)}{i \cdot (1+i)^t} \qquad [2]$$

Desde el punto de vista matemático, admitiendo las hipótesis realizadas, el valor presente y la serie de pagos uniformes de una cantidad A durante t años son equivalentes.
Desde el punto de vista económico esto no es cierto, al menos no lo es siempre, puesto que una única cantidad grande de dinero P, podría ponerse a interés a largo plazo a una tasa de interés más elevada que la que se podría obtener por los pequeños pagos A que, en el ejemplo de la persona interesada en el sistema de calentamiento por radiación solar, serían los pagos de la cuenta de consumo de energía si no instala el sistema basado en radiación solar. Por el dinero equivalente a esos pequeños pagos podría obtener una tasa de interés a corto plazo en general bastante menor.

Pero no discutiremos esto en lo que sigue. Lo que sí tendremos en cuenta es la posibilidad de elevación de precios por una tasa general de inflación. Además de la inflación, al calcular el costo del combustible ahorrado por una planta eólica o una solar, se deben tener en cuenta las modificaciones en los precios del combustible que cabe anticipar hacia el futuro, que pueden ser aumentos o disminuciones, según el caso. Ambos efectos combinados se pueden representar mediante una tasa aparente de escalada e. Esta tasa de escalada presumida, indica que el valor presente de una serie uniforme de pagos es menor que el correspondiente a la fórmula [2].
Cada término debe dividirse por $(1+e)$ de modo que se obtiene para el valor presente:

$$P = A \cdot \frac{\left((1+e)^t \cdot (1+i)^t - 1\right)}{(1+e)^t \cdot (1+i)^t \cdot (e+i+e \cdot i)} \qquad [3]$$

En la práctica las empresas, como retorno por una inversión de capital por la que deben pagar una tasa de interés i pretenden efectuar una serie de cobros a clientes que se pueden llevar a cobros anuales con una tasa de escalada e que corresponde a un incremento continuo de los precios. Las empresas deben estimar el valor presente de una serie de cobros futuros para poderlo comparar con el valor presente de la inversión que podrían hacer o que han hecho. Si el primer cobro, luego de un año es $A \cdot (1+e)$, su valor presente sería $\frac{A \cdot (1+e)}{(1+i)}$. Luego de t años, el valor presente total (acumulado) deviene, siempre que $e \neq i$:

$$P = A \cdot (1+e) \cdot \frac{\left(\frac{1+e}{1+i}\right)^t - 1}{(e-i)} \qquad [4\text{ a}]$$

Mientras que si $e = i$:

$$P = A \cdot t \qquad [4\text{ b}]$$

La última ecuación muestra como los efectos debidos a la inflación y al interés se cancelan entre sí cuando las tasas son iguales.

Cuando se comparan alternativas para la producción de energía eléctrica se debe comparar el costo de los pagos futuros de intereses con los beneficios obtenidos por cobros o por ahorros futuros en los costos de la energía. Todo esto se debería reducir a valores presentes.
Ahora bien, los parámetros temporales de las diferentes alternativas, como el tiempo de vida de una planta de potencia, pueden ser muy distintos unos de otros.
Por eso es conveniente introducir el concepto de pago nivelado al fin de un año, L, que es el pago uniforme que se debería hacer al final de cada año, hasta llegar al final de la vida útil de la instalación de potencia, que da el valor presente:

$$P = A \cdot \frac{(1+i)^t - 1}{i \cdot (1+i)^t}$$

Esto da

$$L = P \cdot \frac{i \cdot (1+i)^t}{(1+i)^t - 1} \qquad [5]$$

El factor $\frac{i \cdot (1+i)^t}{(1+i)^t - 1}$ se denomina factor de recuperación de capital.

Expresa el factor por el cual un capital P debería multiplicarse de modo de hallar el pago anual durante t años que justo recupera el capital P.
Muchos bancos ofrecen hipotecas donde la anualidad constante (intereses más repago) L que debe pagarse por la hipoteca se calcula a partir de la fórmula [5].

Las fórmulas anteriores se pueden utilizar para calcular la serie de pagos anuales, con o sin inflación, que se necesita para recuperar el capital luego de t años. Puede ocurrir, y en general ocurre, no obstante, que luego de finalizada la vida útil de la planta de potencia todavía se cuente con un valor S remanente o valor de reposo.
Puede ser positivo si las instalaciones, el edificio, la tierra, y algunos de los materiales se pueden vender.
Pero puede ser negativo cuando se espera un costo muy elevado de cierre de la instalación (caso de las plantas nucleares y las plantas químicas muy contaminantes).
El valor de reposo luego de t años se puede reducir a su valor presente así:

$$S(0) = \frac{S(t)}{(1+i)^t} \qquad [6]$$

Si t es grande, $S(0)$ resulta ser una fracción pequeña de $S(t)$ (el valor de reposo propiamente dicho). Así con $i = 0.08$ y con $t = 25$ años, esa fracción es 0.15, mientras que si $t = 100$ años $\frac{S(0)}{S(t)} \leq 0.0005$.
Esto último es relevante si se piensa en dejar enfriar una planta nuclear de potencia durante 100 años después del fin de su operación y antes de comenzar con su desmantelamiento. Debido a los extensos períodos de tiempo involucrados, este costo de reposo $S(t)$ no influye significativamente en el valor presente P ni en los costos nivelados anuales L durante el tiempo de vida de la instalación.

Los costos de construcción de una planta de potencia, sobre todo los asociados con el aumento en los tiempos de construcción, influyen mucho sobre los costos de capital, y esto es más importante en el caso de las plantas nucleares.
Generalmente la empresa propietaria de la planta encarga la obra civil y el montaje a un contratista o contratistas, al cual o a los cuales, por contrato, debe efectuarle pagos anuales que pueden aumentar en un factor $(1+e)$ debido a la inflación.
Por otro lado, la empresa propietaria debe pagar al prestamista con una tasa de interés i durante todo el intervalo de tiempo involucrado en la construcción de la planta sin poder cobrar por el servicio de generación de potencia eléctrica.
Si el primer pago al contratista es A y ocurre al final del primer año, entonces la serie de pagos será $A, A\cdot(1+e), \ldots$ y los correspondientes valores futuros de estos pagos en el instante t luego del cual la planta comenzará a funcionar produciendo dinero son $\frac{A}{(1+i)^{t-1}}, \frac{A\cdot(1+e)}{(1+i)^{t-2}}, \ldots$
Como consecuencia, los pagos totales acumulados al cabo de t años incluyendo los intereses son:

$$F(t) = \frac{A}{(i-e)} \cdot \left((1+i)^t - (1+e)^t\right) \qquad (i \neq e) \qquad [7]$$

Este valor es mayor que el valor $F = A\cdot t$ correspondiente a t pagos iguales de una cantidad A. Así, con una tasa de interés de 0.08, una tasa de inflación de 0.05 y 6 años

de construcción resulta $F = 1.37 \cdot A \cdot t$, mientras que, para 12 años de construcción, $F = 2.01 \cdot A \cdot t$ (por supuesto en un caso t es 6 años y en otro es 12 años).
Se ve que una de las causas principales en la escalada de costos que a veces se observan en las centrales nucleares es el incremento en los tiempos de construcción producido por trabas burocráticas muchas veces ligadas a preocupaciones ambientales.

Finalmente, consideremos que la fórmula [7] también representa el valor futuro, luego de t años, de combustible ahorrado por una planta eólica o solar, cuando el incremento en el precio del combustible sigue una tasa e y el dinero ahorrado se invierte a una tasa de interés i
Cuando se compara este valor futuro con el costo a futuro de la inversión en una planta eólica o solar, se puede calcular el punto de equilibrio, para el cual ambos valores resultan ser iguales.
Para muchas fuentes de energía renovables ese punto de equilibrio no se alcanza a menos que se encuentre una forma de reducir la inversión o a menos que el precio del combustible ahorrado (generalmente gas o derivado del petróleo) aumente lo suficiente.

Los modelos deterministas de matemática financiera elemental resumidos previamente se pueden modificar para tasas variables y para abarcar aspectos de azar cuantificables.
Sobre esta base, más realista, se puede repetir el análisis definiendo un abanico de diferentes escenarios futuros para la toma de decisiones. Así se trabaja cuando se evalúa la factibilidad económica de un emprendimiento relevante usando modelos numéricos implementados en ordenador.

16 El futuro de la Tecnología Nuclear Energética

"En los últimos treinta años, la energía nuclear ha dado prueba de su eficacia, en lo que concierne a la producción de energía. Ha sabido igualmente dominar los riesgos inherentes a toda actividad humana. *En los países donde existe una verdadera cultura de la seguridad,* esta energía presenta balances que ninguna otra rama de la industria puede igualar. En Francia, el éxito del programa electronuclear se puede medir por una de las cifras siguientes: una experiencia acumulada de más de 700 años reactor sin accidentes significativos, una producción anual de 400 millardos de kWh, 400 millones de toneladas de CO_2 que no se descargan a la atmósfera.
El siglo que comienza, ineludiblemente, verá declinar la energía producida por combustión de hidrocarburos. La energía electronuclear no podrá más que, a nivel mundial, acrecentar su parte en el mercado, todavía modesta.
Esta forma de energía ciertamente genera desechos, que en la actualidad son ya bien administrados y controlados. Existen soluciones para disminuir tanto su cantidad como su persistencia en el tiempo. Sería injurioso para las generaciones futuras asumir que serán incapaces de dominar este problema en el largo plazo, y será una falta todavía más grave dejarles un mundo sin petróleo."
(Roger Brissot, en "L´ Énergie de Demain", EDP Sciences, Grenoble, 2005).

16.1 Reactores avanzados y reactores innovadores

Los nuevos diseños de reactores nucleares de potencia se clasifican en avanzados, cuando constituyen un perfeccionamiento significativo de reactores ya construidos, e innovadores, cuando su diseño involucra ideas radicalmente nuevas respecto de las ya conocidas e implementadas en los reactores de las plantas nucleares de potencia actualmente existentes.

Hasta este momento se conocen 60 conceptos y diseños de reactores nucleares innovadores, originados en una multitud de países: Argentina, Brasil, Canadá, China, Croacia, Francia, India, Indonesia, Italia, Japón, la República de Corea, Lituania, Marruecos, Federación Rusa, Sudáfrica, Turquía, USA, y Vietnam.

La concepción de muchos de los reactores innovadores refrigerados a agua, gas o metales líquidos, pequeños o medianos, busca**:**
(a) Eliminar tantos factores desencadenantes de accidentes y las consecuencias de accidentes, como sea posible.
(b) Enfrentar los demás factores desencadenantes mediante una combinación de sistemas de seguridad activos y pasivos, poniendo énfasis en los sistemas pasivos cuya operación depende exclusivamente de las leyes naturales y no de mecanismos que deben ser energizados artificialmente.

Los prerrequisitos para el éxito de esta estrategia son una menor densidad de potencia térmica en el núcleo y un mayor cociente superficie-volumen común a los reactores más pequeños en comparación con las grandes unidades a las que tiende la industria nuclear por razones de demanda y de escala.

Entre los resultados esperados se tiene una simplificación significativa en la totalidad de la planta nuclear, junto con un nivel de seguridad mayor que puede reducir, en las proximidades del núcleo, los requerimientos necesarios en caso de emergencia.

Desde la perspectiva del usuario de reactores innovadores, cabe esperar, además:

(a) Una disminución de la dependencia de una compleja trama de suministradores externos, mayor independencia de los cambios en los precios del combustible, menor impacto de tensiones políticas y económicas entre países o regiones, un incremento en la disponibilidad segura de energía y una disminución de las obligaciones relacionadas con la gestión integral del combustible.
(b) Ventajas desde el punto de vista ambiental, debido a que muchos de estos reactores innovadores se fabricarían en unidades de producción fuera del país usuario, incluyendo la carga inicial de combustible o en su caso la totalidad de las cargas (enviando el núcleo sellado, como vino, a la fábrica de la que vino).
(c) Mayor simplicidad y ventajas para la no proliferación, al permitir intervalos de tiempo mayores entre recambios de núcleo y al no exigir operaciones de tipo alguno con los elementos combustibles en el país usuario.

Para que los reactores innovadores pequeños puedan ser competitivos frente a las grandes unidades actuales, deben fabricarse en serie y en número considerable.
Esto solo será posible si se produce un aumento muy significativo de la generación nucleoeléctrica a nivel mundial, en particular a nivel de los países periféricos: es decir en un escenario de máximo desarrollo para la tecnología nuclear energética.

En un escenario de mínimo desarrollo, si las cosas se mantuvieran más o menos como hasta este momento, cabe esperar la sustitución progresiva de los reactores actuales, en países como Francia, por reactores avanzados de gran porte (1500MW eléctricos o más). Fruto de la colaboración entre franceses y alemanes, el nuevo reactor europeo de agua presurizada se caracteriza por la eliminación de las soluciones de boro en el control del reactor en condiciones normales de operación, por el desarrollo de nuevos combustibles y por el concepto de recinto de confinamiento final en caso de un accidente grave.
Si bien la probabilidad de una dilución significativa y accidental de una solución de boro en el núcleo de un reactor se estima es muy pequeña (10^{-5} por año y por reactor), si ocurre junto con ciertas fallas en los sistemas de seguridad podría desembocar en un accidente de reactividad con una excursión de potencia capaz de fundir el núcleo del reactor en forma parcial. Se plantea entonces eliminar el boro soluble y sustituirlo por barras de control. La influencia de las barras sustitutas sobre el campo neutrónico, así como su ubicación óptima se estudian mediante corridas de simulación digital que discriminan la distribución tridimensional de los eventos con mucho detalle.

El quemado de 40000 MW-d por tonelada de combustible podría incrementarse a 70000 MW-d por tonelada, alargando el ciclo de funcionamiento, siempre que se pueda limitar el desprendimiento de productos de fisión gaseosos desde las pastillas de combustible y en consecuencia mantener la presión sobre la cara interna del tubo de aleación por debajo de un límite establecido, y se pueda limitar la dilatación del material de la pastilla de modo que la dilatación del tubo se mantenga también por debajo de un límite establecido. Se vienen haciendo estudios de ciencia de los materiales para agrandar los granos de la estructura del material combustible, para introducir inclusiones que puedan actuar como semillas para la formación de acúmulos de gas y para distribuir óxidos de silicio en las fronteras entre granos de modo de facilitar el deslizamiento recíproco y disminuir la dilatación térmica. Todo esto debe lograrse bajo la influencia de un campo neutrónico intenso actuando durante un intervalo de tiempo más prolongado que el intervalo durante el cual son irradiados los combustibles de los reactores de agua

presurizada actuales, es decir, bajo una fluencia neutrónica (ver el final de la sección 4.1) aumentada casi al doble.
Se vienen estudiando las posibilidades de accidentes en estos reactores avanzados y las formas de evitarlos. El accidente más grave concebible es una fusión del núcleo a unos 2800 ºC, formando un magma llamado corio. En relación con el corio se investigan los detalles de su posible salida luego de perforar el recipiente del reactor, la formación de hidrógeno y su distribución en el recinto del reactor y el desarrollo de un recinto de confinamiento definitivo que impida todo escape hacia el exterior de la "isla" donde se aloja el reactor.

16.2 Las generaciones de reactores nucleares de potencia

Las denominadas Generaciones I, II, III, III+, y IV forman parte de una terminología internacionalmente aceptada para ubicar un determinado reactor generador de potencia eléctrica según sus características de diseño y construcción.
Como vimos, un reactor nuclear, desde la perspectiva de la generación de potencia, no es más que una caldera sofisticada, es decir, una unidad que produce calor, calor que calienta un fluido capaz de hacer trabajo mecánico, haciendo rotar el eje de un sistema formado por una turbina acoplada a un generador de potencia eléctrica. El grupo turbogenerador de una planta nuclear es en lo fundamental igual al de una planta que quema combustibles fósiles.

La Generación I:
Está formada por los primeros reactores de potencia, de los cuales la mayoría fueron pequeños. El pequeño reactor de Ominsk, Rusia, puesto en marcha en 1954, suministró energía eléctrica (54 MW (e)) hasta comienzos del presente siglo, al igual que algunos de los viejos reactores de 250 MW (e) refrigerados a gas, en el Reino Unido. Todos los demás se han apagado definitivamente en el siglo pasado.

La Generación II:
Está formada por la mayoría de los reactores que se encuentran en operación hoy en día. A fines de 2004, 440 plantas nucleares de potencia se encontraban en funcionamiento. Los tres países con mayor número de centrales nucleares en ese momento eran USA, con 104, Francia, con 59, y Japón, con 53. También a fines de 2004 había 26 reactores de potencia en construcción (9 en India, 4 en Rusia y 3 en Japón). El crecimiento de la generación nucleoeléctrica desde 1980 se desplazó de USA y la Unión Europea a Asia. La decisión de Alemania de no construir nuevas centrales nucleares y la decisión de Suecia de cerrar progresivamente las 12 centrales nucleares que posee, tomadas hace ya muchos años, reforzaron el corrimiento hacia Asia.
No obstante, a partir de 2005 se observa un cambio gradual de actitud del público tanto en USA y en la Unión Europea, vinculado con un resurgimiento del interés por la generación nucleoeléctrica. En ese cambio de actitud parecen estar influyendo las consecuencias visibles del cambio climático global, el precio creciente del gas natural, el viraje que han experimentado algunas organizaciones ecologistas o algunos de sus más respetados líderes, la toma de conciencia sobre la proximidad del momento en el cual el petróleo va a comenzar a escasear, las consecuencias ambientales de utilizar el carbón como combustible (y el costo de retener emisiones contaminantes en los niveles fijados por la mayoría de los países centrales, cosa que no preocupa a China y le da una poderosa herramienta de negociación) y la actitud positiva hacia la generación núcleo-eléctrica del gobierno federal en USA. A comienzos de 2009 el gobierno sueco anunció

su intención de plantear una revisión de la política de cierre de sus centrales y de retomar su programa nuclear energético.

Revisemos ahora en forma sumaria algunas de las características de los reactores de la Generación II, que hemos estudiado ya con cierto detalle en los capítulos 6, 9 y 10.
Según las energías de los neutrones con las que opera cada reactor, hemos visto que se dividen en reactores a neutrones rápidos y reactores a neutrones térmicos. La casi totalidad de los reactores de potencia utilizan reactores térmicos.
Según la naturaleza del fluido refrigerante se clasifican en reactores de agua liviana (agua común), reactores de agua pesada, reactores a gas, reactores con metales líquidos y reactores con sales fundidas. La gran mayoría de los reactores con neutrones térmicos son de agua liviana, algunos son de gas y otros de agua pesada.
Los reactores de agua liviana se dividen a su vez en reactores de agua presurizada y en reactores de agua hirviente. Los reactores de agua presurizada entregan calor al agua en un circuito de alta presión, por lo cual el agua no se vaporiza ni dentro del reactor ni en el circuito primario de refrigeración. El circuito primario transfiere calor a uno secundario, en el que se produce vapor que mueve una turbina. Los reactores de agua en ebullición operan a presiones menores, por lo cual el agua caliente se vaporiza en el interior del reactor y ese vapor va directamente a la turbina.
Los metales líquidos y las sales fundidas se utilizan en los reactores que funcionan con neutrones rápidos, y se requieren tres circuitos térmicamente acoplados para generar vapor en condiciones de mover la turbina.
Los neutrones que nacen de las reacciones de fisión de los núcleos atómicos de los elementos del combustible nuclear son rápidos, por lo cual en los reactores térmicos es necesario hacerles perder energía hasta alcanzar el equilibrio térmico con el ambiente del interior del reactor. Para ello se utilizan sustancias denominadas moderadores: fundamentalmente agua liviana o pesada, y grafito. Los reactores térmicos se clasifican también por el tipo de moderador que emplean.
Finalmente, como vimos, el tipo de combustible es fundamental en la clasificación de un reactor. La inmensa mayoría utilizan óxidos de uranio o de uranio y plutonio. Según el grado de enriquecimiento en el isótopo 235-U, cuyo núcleo es el responsable de la mayoría de las reacciones de fisión liberadoras de calor, se clasifican a su vez los reactores de uranio habiéndose establecido un límite importante en el 20% de enriquecimiento. La mayoría poseen enriquecimientos inferiores al 5%, o inclusive funcionan con uranio natural (siempre que utilicen agua pesada como moderador y como refrigerante, como los reactores CANDU). También es posible emplear 235-U para arrancar un reactor cuyo combustible está mayoritariamente formado por óxidos de Torio. El núcleo de Torio en sí no fisiona, pero absorbe neutrones formando 233-U, el cual sí se fisiona y puede sostener una reacción en cadena como la que constituye la base del funcionamiento de todos los reactores nucleares de fisión, sean del tipo que sean.

La Generación III:
Está formada por reactores con prestaciones muy mejoradas ya construidos en Francia y en Japón. *Algunos se han instalado o van a ser instalados en países nórdicos como Finlandia, Estonia, Letonia y Lituania, además de en los países productores de estos reactores.* Las mejoras más destacables se produjeron en relación con la seguridad, la capacidad de seguir la carga dentro de ciertos límites más amplios que los permisibles para la Generación II, y la eficiencia termodinámica de las plantas en su conjunto**.**

La Generación III+:
Está formada por los reactores más nuevos que han sido ya construidos o que están siendo construidos.
A partir de cada uno de los diseños clásicos y teniendo en cuenta la experiencia acumulada después de muchas horas de operación de las correspondientes plantas nucleares, se han desarrollado sucesivas mejoras a los diseños originales, que constituyen, como vimos en 16.1, los denominados reactores avanzados.
Incluyen el ABR (reactor de agua hirviente avanzado) construido en Japón, y el APR-1400 construido en Corea, a partir de los diseños de los sistemas europeos análogos al CE System 80+. El último tipo de reactor de la Generación III+ cuya construcción está siendo finalizada es el EPR francés (en versiones entre 1545 y 1750 MW (e)), instalado en Finlandia. Al parecer se van a construir otros EPR para instalar en Inglaterra, además de ser utilizados en la misma Francia para la sustitución de reactores de la Generación II cuya vida útil ya no pueda prolongarse.
Japón se encuentra construyendo dos grandes reactores de agua liviana presurizada (PWR), diseñados por ellos, de 1540 MW (e) cada uno. India conectó a la red, en junio de 2005, un reactor de diseño y construcción propia, de 540 MW (e), de agua pesada presurizado (PHWR) análogo al ACR-700 canadiense de 700MW (e).
China anunció la puesta en operación de un reactor modular de demostración de 160MW (e) del tipo enfriado a gas y de lecho formado por partículas de combustible (PBMR). En Sud-África se espera tener un prototipo de reactor modular de demostración, del tipo PBMR, operativo antes de 2011, de 165 MW (e).
En total, entre los mencionados y otros análogos (que incluyen reactores rápidos refrigerados a gas, con sales fundidas o con metales líquidos), existen unos 11 tipos de reactores de la Generaciones III y III+. Cada uno de estos reactores se diseñó para ser más simple, más seguro, y para ser menos costoso que los reactores de la Generación II. Los reactores que presentan características pasivas de seguridad se basan en los efectos del campo gravitatorio, la circulación natural, y el aire comprimido para refrigerar el núcleo del reactor y las estructuras adyacentes en caso de ocurrir un accidente severo. Esto permite la reducción de los sistemas que se diseñaban para forzar la circulación de refrigerante dentro del núcleo. A vía de ejemplo, el AP1000 de la Westinghouse (un PWR de 1050 MW (e)) que ha comenzado a tener varias órdenes de compra en USA, comparado con un reactor de similar potencia eléctrica, tiene 50% menos válvulas, 35% menos bombas, 80% menos tuberías, 48% menos volumen de estructuras anti-sísmicas, y 70% menos cables.

La Generación IV:
Por otra parte, a partir también de la experiencia acumulada, pero pensando en forma original sin atarse a las bases de los diseños clásicos, se han propuesto varios conceptos de **reactores innovadores** que están siendo desarrollados o ya se encuentran operando a nivel de prototipo.
Los reactores de IV Generación, podrían estar disponibles comercialmente entre 2020 y 2040. Incluyen reactores innovadores modulares de pequeña potencia y bajo costo relativo (porque están diseñados para su fabricación en serie) y reactores avanzados e innovadores de gran potencia. Algunos de estos reactores se han pensado para que puedan utilizar combustibles mezcla de uranio y torio. Muchos se ha previsto que operen con neutrones rápidos, logrando un aprovechamiento mucho mayor del combustible (cercano al 100 %) y una muy significativa disminución en el tiempo de vida media y en la cantidad de desechos.

Además, por su concepción presentarán características muy mejoradas, respecto de los reactores de la Generación III, en relación con la seguridad y la proliferación.

16.3 Los reactores del futuro

En esta sección estudiaremos someramente algunos reactores que estarán o podrían estar disponibles en un futuro próximo para la conversión comercial de la energía de fisión en energía eléctrica u otros usos de interés industrial.

16.3.1 Los reactores refrigerados a gas de alta temperatura y ciclo directo.

A partir de un reactor refrigerado con gas helio, moderado con grafito y de alta temperatura (900ºC de temperatura de salida del reactor, 500 ºC de temperatura de entrada, a unos 60 bar de presión) se puede implementar un ciclo directo con una turbina de gas, como se puede ver en la Fig. 16.1.

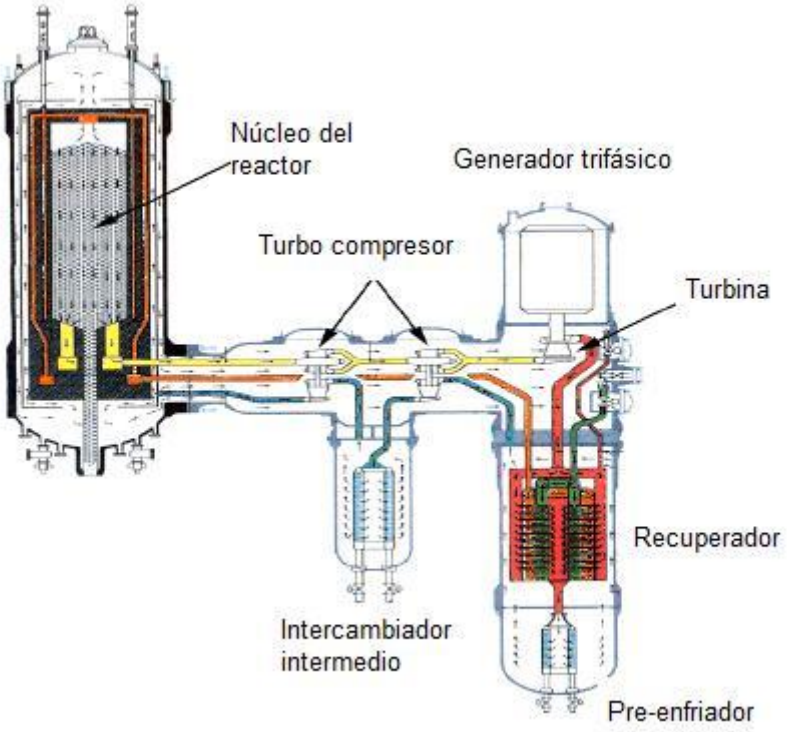

Figura 16.1: Esquema de reactor de alta temperatura refrigerado por gas y ciclo directo

El gas sale de la turbina a unos 550 ºC y 10 bar (la presión no se disminuye mucho más para no aumentar demasiado el volumen específico del gas) y pasa por el lado caliente de un intercambiador recuperador, del cual sale a unos 150 ºC y 10 bar.
Luego entra en un segundo intercambiador de calor, el intercambiador intermedio, que es la verdadera fuente fría de todo el ciclo, del que sale hacia un turbocompresor con 25 ºC y 10 bar. Sale del turbocompresor a 60 bar y unos 100 ºC y se dirige nuevamente al intercambiador recuperador, ahora por el lado frío del mismo, de modo que su temperatura sube a la salida hasta unos 500 ºC, siempre a unos 60 bar, y entra al reactor, repitiéndose una y otra vez el ciclo. Se alcanzan eficiencias del 50% o más.

Las limitaciones en las temperaturas se deben fundamentalmente a que el punto más caliente del combustible no debe superar los 1200 o 1300 ºC, y a ciertos problemas que todavía plantea la dilatación térmica del grafito a temperaturas elevadas.
En la medida en que estos problemas de ciencias de materiales se puedan resolver adecuadamente para la implementación comercial y como consecuencia este umbral se pueda elevar lo suficiente mediante el uso de combustibles refractarios avanzados, se podrá elevar la temperatura de operación hasta un punto en el que se pueda pensar en otras aplicaciones, además de la conversión de energía de fisión en energía eléctrica con fines comerciales.
Permaneciendo todavía dentro del ámbito electronuclear, se puede contemplar algunas formas de ciclo combinado, en el cual los gases exhaustos que salen de la turbina de gas se utilizan para calentar vapor destinado a una turbina de vapor y el rendimiento del conjunto pueda superar el 60%.
Las turbinas movidas con helio no presentan problemas de corrosión por la naturaleza químicamente inerte de este gas, aunque la lubricación en base a sustancias capaces de reaccionar con el material de la turbina podría causar algunos problemas.
Además de producir potencia eléctrica, los reactores de gas de alta temperatura pueden ser utilizados para producir hidrógeno para celdas de combustible, para gasificar carbón, para una reducción previa de minerales de hierro, para desalinizar agua de mar y otros usos.
Se utiliza el ciclo del torio para el combustible en las versiones alemana y norteamericana, mientras que los ingleses y franceses han trabajado sobre la base del ciclo del uranio.
Los núcleos de los reactores moderados con grafito son comparativamente mucho más grandes que los núcleos de los reactores moderados con agua liviana, por lo cual si no se toma el camino de fabricar módulos pequeños para instalar en paralelo (lo que permite utilizar recipientes de presión metálicos como el de la figura) se debe recurrir a recipientes de hormigón pretensado. Esto limita las presiones máximas del gas en el reactor. Debe tenerse en cuenta que para mejorar la eficiencia termodinámica conviene que la presión en el reactor sea lo mayor posible, y la presión a la salida de la turbina sea lo menor posible.

Se encuentra en desarrollo una versión de reactor refrigerado a gas, con combustible refractario, de alta temperatura y que funciona con neutrones rápidos.
El gas presenta varias ventajas respecto del sodio líquido como refrigerante:

(a) No es químicamente reactivo en contacto con aire o con agua
(b) No es opaco (la opacidad dificulta la inspección y el recambio del combustible)
(c) No necesita un circuito de refrigeración intermedio,
(d) A diferencia del sodio posee un coeficiente de vacío negativo. Esto último es muy importante porque tiende a disminuir la reactividad, y por ende la potencia térmica de fisión, en caso de fuga del gas refrigerante desde el circuito del reactor.

Además, cuando se basa en la dupla uranio-238 fértil y plutonio-239 físil, se ha visto que es posible modificar la composición del combustible del reactor de neutrones rápidos refrigerado con gas, para que se comporte ya sea como consumidor neto de material físil, como regenerador o como reproductor. Puede utilizarse como un buen incinerador de plutonio. Pero posee también algunas desventajas: un inventario de núcleos pesados grande respecto de los reactores reproductores refrigerados con metales líquidos, una inevitable producción de actínidos minoritarios y dificultades en el

reprocesamiento del combustible refractario, que es inevitable para eliminar venenos neutrónicos y otros procesos con el combustible.

16.3.2 Reactores reproductores

Los primeros reactores reproductores se basaron en la dupla ^{238}U fértil- ^{239}Pu físil.
La dupla ^{232}Th fértil- ^{233}U físil se presentaba con una desventaja: el ^{233}U no se encuentra en la naturaleza, mientras que los reactores que funcionan sobre la base de ^{235}U producen ^{239}Pu que se separaba con facilidad en las plantas de reprocesamiento.
Además, el ^{238}U desechado en las plantas de enriquecimiento se puede usar como material fértil para los reactores reproductores.
El uso de estos nucleídos, ^{238}U y ^{239}Pu, exige el empleo de neutrones rápidos para sostener la cadena de fisiones y limita los refrigerantes posibles porque su capacidad de moderación de neutrones debe ser mínima. Esto condujo a utilizar sodio líquido como refrigerante, pese a su coeficiente de vacío positivo y las demás desventajas que ya vimos. Las temperaturas más elevadas que permite alcanzar el sodio provoca que el rendimiento de una central basada en un reactor de neutrones rápidos de este tipo, como el Súper-fénix, sea bastante mayor (41%) que el rendimiento de una central basada en un reactor de agua presurizada (33%).

Pese a la puesta en funcionamiento del Súper-fénix, los problemas que todavía permanecen sin resolver no permiten considerar a la tecnología de los reactores rápidos, a diferencia de lo que ocurre con los reactores térmicos, como una tecnología completamente madura.

Una posibilidad que viene siendo estudiada es el empleo de plomo fundido como refrigerante. Pero aún con esta modificación parece que todavía subsisten algunos problemas de estabilidad en los prototipos (en ciertas condiciones los reactores rápidos se apagan en forma intempestiva). Por este motivo cabe incluirlos entre los reactores que, para la conversión comercial de energía de fisión en energía eléctrica en forma estable, continua y generalizada, estarán plenamente disponibles en el futuro.

El combustible quemado por los reactores rápidos basados en la dupla ^{238}U fértil- ^{239}Pu físil posee una radiotoxicidad bastante menor que la del combustible quemado por los reactores térmicos basados también en el ciclo del uranio, lo cual hace preferibles a los reactores rápidos.

No obstante, la segunda dupla, ^{232}Th fértil- ^{233}U físil, es mucho mejor desde ese mismo punto de vista de la radiotoxicidad.
Como el ^{232}Th posee 6 unidades de masa y 2 unidades de carga menos que el ^{238}U, la producción de transuránidos peligrosos en el combustible basado en el torio, como los americios y los curios, por sucesivas capturas neutrónicas, disminuye mucho respecto de la producción que se observa en el quemado del combustible de uranio y plutonio.
Por este motivo se viene trabajando, en forma intermitente, en un reactor de sales fundidas, desde que surgió la idea en la década del cincuenta del siglo pasado, hasta el momento actual. La Fig. 16.2 muestra un esquema de ese reactor.

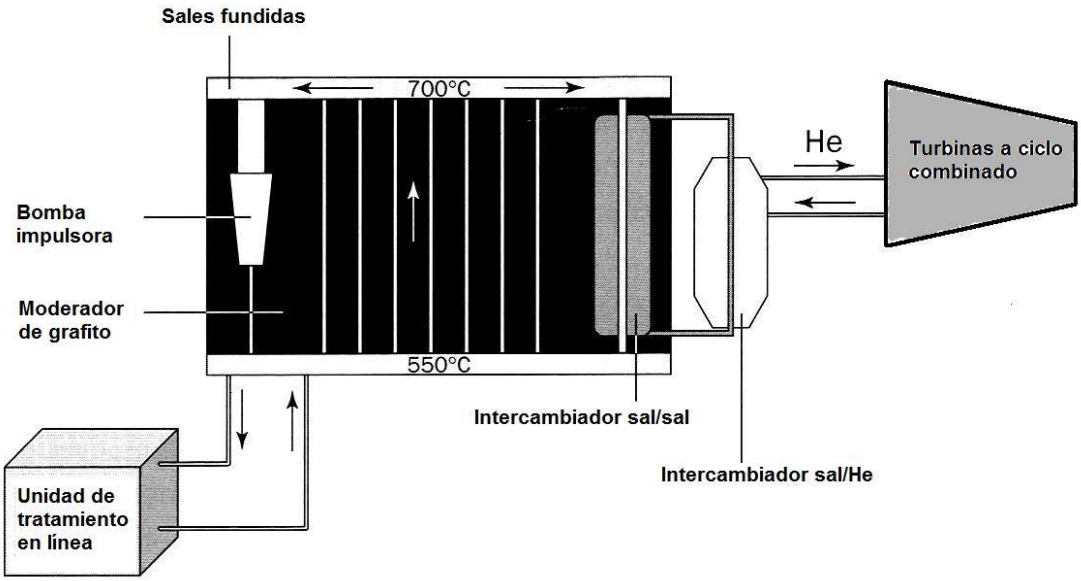

Figura 16.2: Esquema de un reactor de sales fundidas

El combustible se encuentra en forma líquida y es al mismo tiempo el refrigerante del reactor. Puede ser reprocesado y recargado en línea. El moderador es un bloque de grafito atravesado por numerosos canales por los que circula una mezcla de sales fundidas a temperatura elevada y calentándose a medida que asciende, desde unos 550 ºC a la entrada del núcleo hasta unos 700 ºC a la salida.
Rodeado de moderador, la mezcla de fluoruros de litio y berilio con fluoruros de ^{232}Th y de ^{233}U alcanza la criticidad, produce calor de fisión y se calienta, como dijimos, mientras asciende. Cuando abandona el núcleo la mezcla combustible se hace sub-crítica.
Los productos de fisión que actúan como venenos neutrónicos son retirados continuamente de la mezcla combustible.
Este reactor funciona con neutrones térmicos. Como la sección eficaz de fisión del ^{233}U aumenta mucho más rápido que la sección eficaz de captura fértil del ^{232}Th cuando la energía de los neutrones disminuye, este reactor térmico con capacidad reproductora (el cociente ^{233}U producido/ ^{233}U consumido se sitúa en las proximidades de 1.05, según los resultados de las corridas de simulación digital) precisa un inventario de material físil mucho menor que el que necesita un reactor rápido de la misma potencia (1.2 toneladas por GW eléctrico contra 12 toneladas por GW eléctrico).
Pero todavía existen en torno a esta idea, numerosos problemas técnicos por resolver.

16.3.3 Reactores subcríticos conducidos por aceleradores

En vista de su radiotoxicidad, es necesario evitar la acumulación de plutonio, de actínidos minoritarios y de productos de fisión de período largo. Una manera de evitar estas dificultades consiste en inducir la transmutación de los elementos transuránidos y de los productos de fisión de vida larga en un reactor híbrido, formado por un medio sub-crítico alimentado por una fuente externa de neutrones.
Estos neutrones externos provienen de las reacciones de un haz de protones de energías próximas a 1000 MeV con los núcleos de un material apropiado, por ejemplo, plomo.

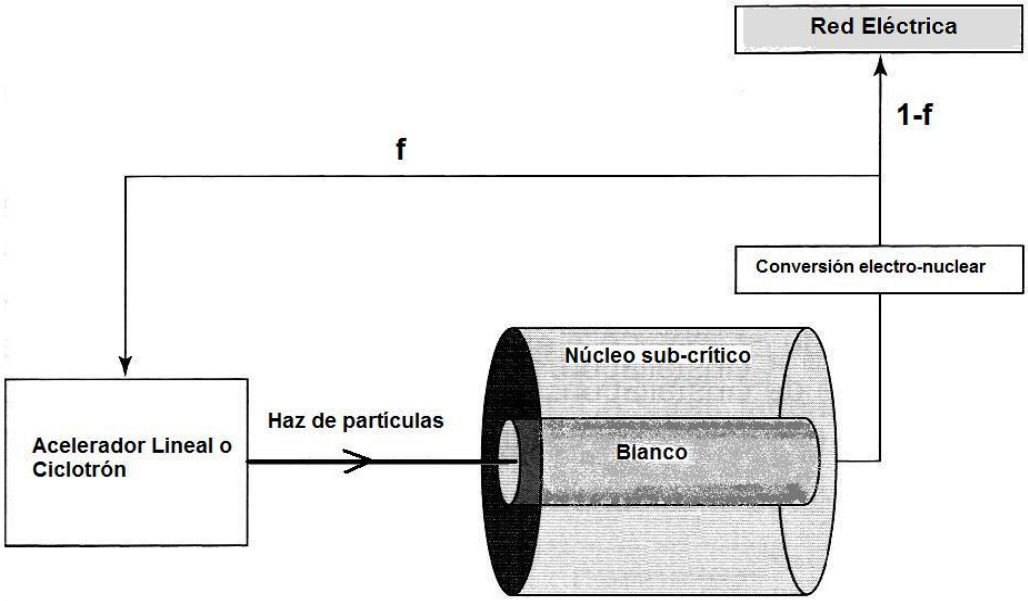

Figura 16.3: Esquema de un reactor subcrítico conducido por un acelerador de protones

El número de neutrones ν_s que produce cada protón está próximo a 30 cuando el blanco es plomo. Como sugiere el esquema de la Fig. 16.3, un blanco cilíndrico de plomo es impactado por un haz de protones provenientes de un ciclotrón o de un acelerador lineal. Se encuentra rodeado de un manto de combustible quemado en estado subcrítico. El coeficiente de multiplicación efectivo $k_{ef} = k$ de este ordenamiento es menor que 1, pero se supone que no demasiado: un valor cercano a 0.95 sería adecuado.
Cada fisión en el medio subcrítico produce un número promedio ν de neutrones, usualmente comprendido entre 2 y 3.
Supongamos entonces que llega un protón al blanco y produce ν_s neutrones que entran al manto. Allí inducen sucesivas tandas de fisiones, de modo que el número total de neutrones producidos por ese protón se puede estimar en

$$n_t = \nu_s \cdot \left(1 + k + k^2 + k^3 + \ldots\right) = \nu_s \cdot \frac{1}{1-k} \qquad [1]$$

De estos neutrones, ν_s vienen del cilindro de plomo y $n_t - \nu_s = \nu_s \cdot \frac{k}{1-k}$ se producen por fisiones en el combustible. Si $k \approx 0.95$ el número de neutrones de fisión es 19 veces mayor que el número de neutrones que vienen de afuera, de manera que el espectro de energías de los neutrones del manto estará determinado por el combustible mismo.
Como cada fisión produce en promedio ν neutrones en el medio subcrítico, el número total de fisiones **por cada protón incidente** se puede estimar en:

$$n_f \approx \frac{\nu_s}{\nu} \cdot \frac{k}{1-k} \qquad [2]$$

Como cada fisión produce una energía $\varepsilon_f \approx 200 MeV$, si la intensidad del haz de protones es I partículas por unidad de tiempo, entonces la potencia térmica producida por el manto será:

$$P_T \approx \varepsilon_f \cdot I \cdot \frac{\nu_s}{\nu} \cdot \frac{k}{1-k} \qquad [3]$$

Para un haz de 20 mA, con los valores asumidos para los demás parámetros se obtiene una potencia térmica de aproximadamente 900MW.

Considerando todo el sistema como un amplificador, se puede definir una ganancia G a través del cociente entre la potencia térmica producida y la potencia consumida para producir el haz de protones.
Si ε_p es la energía de los protones incidentes (generalmente cercana a 1GeV o sea 1000MeV), entonces la potencia del haz de protones es $P_p = I \cdot \varepsilon_f$ mientras que:

$$G = \frac{P_T}{P_p} = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_p} \cdot \frac{\nu_s}{\nu} \cdot \frac{k}{1-k} \qquad [4]$$

Si la eficiencia térmica del reactor híbrido para convertir energía de fisión en energía eléctrica es R_1, y la eficiencia R_2 del acelerador para convertir la potencia eléctrica que recibe en el haz de protones, se deduce que la potencia eléctrica producida por el reactor es $P_{e,reac} = R_1 \cdot P_T$, mientras que la potencia del haz se relaciona con la potencia que consume el acelerador mediante la ecuación $P_p = R_2 \cdot P_{e,ac}$. Según estos resultados el cociente de potencias eléctricas es:

$$\frac{P_{e,reac}}{P_{e,ac}} = \frac{R_1 \cdot P_T}{P_p / R_2} = R_1 \cdot R_2 \cdot G \qquad [5]$$

De [5] resulta que la condición de autosuficiencia energética de la máquina completa es

$$G \cdot R_1 \cdot R_2 > 1 \qquad [6]$$

Comenzando con la desigualdad [6] y teniendo en cuenta la fórmula [4] se puede calcular el valor mínimo k_u del coeficiente de multiplicación efectivo que asegura la autosuficiencia:

$$k_u = \frac{1}{1 + R_1 \cdot R_2 \cdot \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_p} \cdot \frac{\nu_s}{\nu}} \qquad [7]$$

El factor R_1 es la eficiencia termoeléctrica de la central basada en el reactor híbrido. Puede tomar valores estimados entre 0.3 y 0.4.
El factor R_2 depende fundamentalmente de las pérdidas por efecto Joule en las paredes de las cavidades de radiofrecuencia (RF) que forman parte del acelerador, excepto si el oscilador de RF se construye con materiales superconductores. En este caso R_2 pasa a estar determinado por otros parámetros que quedaban enmascarados.

A partir de la fórmula [7] se obtienen valores del umbral para el factor de multiplicación efectivo comprendidos entre 0.60 y 0.70, dependiendo de los rendimientos del acelerador y del reactor.
Si $k > k_u$, la fracción $f = \frac{1}{G \cdot R_1 \cdot R_2}$ de la potencia eléctrica producida por el reactor que consume el acelerador es menor que 1. La máquina es realizable como productora neta de potencia, de lo contrario consume más de lo que produce.

Como los aceleradores reaccionan en microsegundos, mientras las barras de control de los reactores caen en un segundo, y si el acelerador se apaga el conjunto queda

subcrítico (la criticidad la alcanza solamente debido a la fuente externa de neutrones), se debería concluir que **los reactores híbridos son más controlables y que podrían ser más seguros que los reactores clásicos**.

A partir de 1990 se han planteado varias ideas interesantes para desarrollar reactores híbridos, entre las que se destaca la de Carlo Rubbia.
Rubbia hizo el diseño conceptual de un reactor para trabajar con el ciclo del torio, sobre la base de neutrones rápidos. Utiliza plomo fundido como refrigerante y como blanco del haz de protones. Es capaz de refrigerarse por convección natural durante todo su funcionamiento, por lo cual no necesita bombas para impulsar el plomo fundido. Se asume que el factor de multiplicación debe estar muy próximo a 0.98, por lo cual el reactor híbrido de Rubbia, si se implementa en la práctica, va a ser un potente amplificador de energía.

Los reactores híbridos constituyen actualmente un área muy activa de investigación, en todos sus aspectos.
Por lo pronto es necesario culminar un importante esfuerzo de investigación y desarrollo, ya comenzado, para poner a punto ciclotrones o aceleradores lineales de funcionamiento continuo que puedan suministrar corrientes protónicas dentro del intervalo necesario (entre decenas y centenares de mA) con energías de los protones cercanas al GeV y con pérdidas en el haz muy pequeñas (para que el funcionamiento del acelerador no genere un nivel de radioactividad en sus estructuras que impida toda intervención no robotizada). La eficiencia del sistema de RF debe incrementarse mucho, así como la confiabilidad (la probabilidad de no falla) de los diversos componentes del acelerador.

16.3.4 Un ejemplo de reactor innovador pequeño que no requiere recambio de combustible en el sitio: el FBNR

El Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) define los reactores sin recambio de combustible en el sitio como aquellos capaces de operar sin recambiar ni relocalizar el combustible en el núcleo durante un tiempo razonablemente extenso, consistente con la economía de la planta de energía y con la seguridad en el suministro, sin que se almacene combustible fresco ni usado, fuera del reactor, durante su tiempo de vida de servicio. Se trata de un concepto directamente vinculado con la no proliferación.
Farhang Sefidvash ideó un pequeño reactor modular, de 40MW eléctricos, que no necesita recambio de combustible en el sitio del reactor.
Utiliza la tecnología de los reactores de agua liviana presurizada, e incluye el generador de vapor en el recipiente del reactor.
Pero el combustible es el mismo de los reactores de gas de temperatura elevada: pequeñas esferas de 15 mm de diámetro que se mantienen en posición en el recipiente del núcleo por el empuje ascendente del agua de refrigeración, pero que caen en una cámara situada por debajo, formando un ordenamiento subcrítico, si el flujo se interrumpe por cualquier motivo.
En parada se refrigera por convección natural.
Mientras que en un PWR convencional la relación (moderador/combustible) está próxima a 2, en el FBNR está próxima a 0.7. Esto hace que los neutrones tengan en promedio mayor energía (espectro neutrónico más duro que el de un PWR convencional) lo que facilita una tasa de conversión fértil a físil mayor, cercana a 0.75,

en lugar de 0.55 como para los PWR comunes. Podría utilizar combustible MOX, o combustible basado en la dupla ^{232}Th fértil- ^{233}U físil.
El inventor no ha querido patentar su invento, ofreciéndolo a la comunidad internacional para su posterior desarrollo e implementación práctica.
El diseño conceptual detallado, incluyendo los estudios de simulación digital relativos a aspectos de seguridad fue concluido exitosamente en 2005.
Es uno de los reactores innovadores que ha sido analizado por la División de Potencia Nuclear del OIEA, e incorporados en sus programas de apoyo al desarrollo nuclear energético.

16.4 Perspectivas de futuro

En suma, tanto en lo que se refiere a un uso óptimo de los recursos naturales como en lo que tiene que ver con la disminución de la radiotoxicidad del combustible y de los desechos producidos luego de su reprocesamiento, una mejora en un factor de 100 es factible en un corto plazo, siempre que se produzcan los trabajos de I+D que se requieren.
En este momento parecería que estamos en una situación de inestabilidad, en el sentido siguiente.
Una modalidad de conversión de energía que comprende apenas un 5% a nivel mundial, de mantenerse en el mismo nivel, no tiene utilidad alguna para frenar o al menos no empeorar el cambio climático global, y tampoco tiene un impacto económico importante.
Parecería razonable esperar que se van a dar una de estas dos cosas: o vamos a salir definitivamente de lo electronuclear, o vamos a entrar de lleno en ello.
Si no ocurre un nuevo y desastroso accidente, cosa que parece muy poco verosímil, aún en la hipótesis de un atentado terrorista mayor, es probable que nos encaminemos hacia un fortalecimiento de las actividades en torno a la generación nucleoeléctrica.

La energía de fisión es de momento la única energía que permite satisfacer las demandas en gran escala, sin agravar el efecto invernadero y haciendo posible una mejora en la calidad de vida de los habitantes de los países periféricos.
Por su naturaleza, me parece que le cabe cumplir el rol de bisagra entre el estado actual de la matriz energética mundial, claramente insostenible, y un estado futuro, que quizás se alcance dentro de 70 u 80 años, en el que una matriz nueva, basada en energías renovables ya puestas a punto y en la fusión nuclear, haga posible un verdadero desarrollo sustentable.
Una nueva matriz energética mundial es una condición necesaria, pero por supuesto nada más que necesaria para un desarrollo sustentable. ¿Se darán las demás condiciones para que, en alguna medida, el desarrollo sustentable se pueda hacer realidad?
La discusión de algunos aspectos de los problemas y las incertidumbres que se plantean en torno al desarrollo sustentable, en particular en relación con la tecnología energética, es el tema del próximo capítulo.

17 Energía, sociedad nuclear y ambiente

“Desde que todo, entonces, es causa y efecto, soportado y soporte, mediato e inmediato, y todo se mantiene unido por una cadena natural pero imperceptible, que enlaza entre sí las cosas más distantes, y más diferentes, sostengo que es igualmente imposible conocer las partes sin conocer el todo y conocer el todo sin conocer las partes”
(Blaise Pascal, Pensamientos, Nº 72, Losada, Buenos Aires, 2003).

“Occidente necesita desarrollar una más profunda comprensión de las concepciones religiosas y filosóficas de otras civilizaciones, de los puntos de vista y de los intereses de otras naciones, de lo que tienen en común con nosotros. Pero no nos precipitemos. El fundamentalismo religioso y cultural sólo puede ganar terreno utilizando en beneficio propio los problemas contemporáneos: el subdesarrollo, el desempleo, las desigualdades más flagrantes y la pobreza”
(Jacques Delors, en un comentario al libro de Samuel Huntington, “El choque de civilizaciones”, Paidós, Buenos Aires, 1997)

“Existe en nuestra civilización y ha existido durante casi treinta siglos, un consenso general acerca de cuál es la meta ideal que el esfuerzo humano persigue. Desde Isaías hasta Carlos Marx, los profetas han hablado con una sola voz. El Siglo de Oro futuro hacia el que miran, será el siglo de la libertad, de la paz, de la justicia y del amor fraterno…Con respecto a la meta, repito, existe y ha existido desde tiempo atrás consenso general. No ocurre otro tanto con respecto a los caminos que conducen a esta meta. En este terreno la unanimidad y la certeza ceden su lugar a una confusión total, al choque de opiniones contradictorias que se sostienen dogmáticamente y se esgrimen con la violencia del fanatismo.”
(Aldous Huxley, en “El fin y los medios”, Sudamericana, Buenos Aires, 2000)

“Uno de los papeles que debe desempeñar cualquier gobierno es el de establecer las reglas acerca de cómo debe funcionar el mercado.
La mayoría de las personas acepta como algo nocivo una inflación o deflación rampantes. De ahí que los bancos centrales regulen el suministro de dinero y las tasas de interés para intentar producir una estabilidad en los precios y ayudar a que el mercado funcione bien.
La mayoría de las personas acepta que el medioambiente debe preservarse y restaurarse, y que la salud, seguridad y viabilidad económica de la fuerza laboral deba protegerse, de ahí que se emitan y refuercen regulaciones sobre medioambiente, salud, seguridad y empleos.
La mayoría de las personas cree que el desarrollo de terrenos y de bienes raíces debe estar guiado por regulaciones acerca del uso de los terrenos que estimulen un desarrollo viable, mientras se preservan todos los aspectos placenteros del medioambiente y la sociedad. Es así, que se considera deben ser adoptadas e implementadas regulaciones por zonas.
Es mediante estos y otros mecanismos que los gobiernos establecen las reglas del mercado. No obstante, estas reglas han devaluado al capital social y medioambiental, de ahí que el mercado haya tendido a producir prosperidad económica a expensas del medioambiente y de amplios sectores de la población.”
(James Nixon en un artículo sobre las condiciones para un desarrollo sustentable publicado en la Revista Futuros, Volumen 2: Mercado, Sector Privado y Desarrollo Sustentable, Número 6, Año 2004)

“...esa contaminación ambiental exterior que sufrimos me parece un espejo y consecuencia de la contaminación de nuestro interior, a la que apenas prestamos atención. Yo diría que ese es el defecto de los movimientos ecologistas. Arremeten con pasión muy comprensible y justificada contra la contaminación del medio ambiente, mientras tratan la auto-contaminación espiritual del hombre como si fuera uno de sus derechos a la libertad. Ahí hay una incoherencia. Eliminamos la contaminación visible, pero no prestamos atención a la contaminación espiritual del hombre ni a la imagen de

criatura que hay en él, para poder respirar humanamente, y, en cambio, defendemos con un concepto falso de la libertad todo lo que el arbitrio humano produce.
Mientras sigamos manteniendo esa caricatura de libertad- la libertad de destrucción interior y espiritual –no cambiarán siquiera sus consecuencias exteriores. Creo que este giro, este cambio de orientación, ha de suceder. No solo la naturaleza tiene sus leyes, su equilibrio vital que debemos respetar, si queremos vivir en y de ella, sino también el hombre es criatura y, como tal, tiene una ley. No puede hacer de sí mismo lo que quiere. Para poder vivir a partir de su interioridad, debe aprender a reconocerse como criatura, y a conservar en sí mismo la interior pureza de su dimensión de criatura, la que podríamos definir como ecología del espíritu. Si no se entiende este núcleo de la ecología, todo lo demás irá empeorando."
(Joseph Ratzinger, ahora Benedicto XVI, en "La Sal de la Tierra", Palabra, Madrid, 1997).

17.1 El desarrollo sustentable

Al final del último capítulo señalábamos la necesidad de contar con una nueva matriz energética capaz de permitir un desarrollo sustentable. La tecnología nuclear de fisión debería cumplir un rol de bisagra entre la matriz actual y la futura. En ese rol parece insustituible.
Por otra parte, en la introducción vimos porqué y en qué sentido, juzgada desde el punto de vista de su capacidad de conversión de energía, nuestra sociedad podría denominarse sociedad nuclear: supera en un factor de 10^6 a su antecesora, la sociedad del petróleo, en cuanto a capacidad de extraer energía por unidad de masa de combustible.
Pero mientras escribo esto, a fines de diciembre de 2008, una crisis a nivel financiero, comenzada en los países centrales, se ha ido extendiendo y ha comenzado a afectar a las actividades productivas en todo el mundo.
Casi toda la atención se encuentra focalizada en ella, y en algunos conflictos bélicos que amenazan expandirse.
Poca atención se le presta al hecho de que no ha habido suficiente acuerdo a nivel de los que realmente deciden, como para comenzar a afrontar el problema ambiental más importante por sus consecuencias sobre nuestro planeta: la contaminación creciente y el cambio climático.
En vista del estado actual de cosas, ¿es posible un desarrollo sustentable?

Comencemos por examinar ese concepto. En sus inicios, el concepto de desarrollo sustentable se formuló para enfrentar el conflicto entre:

- El derecho que tienen las regiones del mundo con alto porcentaje de pobreza y desempleo de alcanzar un grado de desarrollo económico equivalente al de las regiones altamente desarrolladas de USA y la Unión Europea, acompañado de una distribución más justa de la riqueza generada.

- La obligación de proteger el ambiente de los impactos adversos del desarrollo industrial, que se hicieron patentes primero en los estados centrales y luego en casi todas partes de nuestro planeta.

La definición del desarrollo sustentable adoptada para compatibilizar ese derecho con esta obligación es la de un proceso tendiente a satisfacer las necesidades humanas del presente sin comprometer la capacidad de las futuras generaciones de satisfacer las suyas.

El desarrollo sustentable así definido encuentra apoyo inmediato en dos sectores:

-Personas que actúan desde una perspectiva ecologista. Reconocen como una de las componentes cruciales en el desarrollo sustentable la necesidad de proteger y restaurar el entorno natural al prevenir la contaminación y los daños ecológicos.

- Personas que actúan desde una perspectiva comunitaria. Reconocen como fundamental en el desarrollo sustentable objetivos centrados en las poblaciones: alcanzar empleos de calidad para todas las personas, acordes con sus capacidades y adecuados a sus necesidades, revitalizando y potenciando las comunidades, a través de la prevención de la contaminación que podrían generar las industrias del siglo XXI.

Si el cálculo de costes y beneficios se amplía incluyendo los capitales social y ambiental como categorías económicas, el desarrollo sustentable podría encontrar apoyo en un tercer sector:

-Personas que actúan desde una perspectiva empresarial. Durante el proceso de búsqueda de maximizar los beneficios económicos, siempre que dicho proceso estuviera regulado por un marco contable ampliado, reconocerían que la eficiencia en la utilización de los recursos y las medidas tendientes a fortalecer la equidad, en los que se pone énfasis cuando se revisan los contenidos fundamentales del concepto de desarrollo sustentable, son bases sólidas para lograr negocios mejores y más rentables.

17.2 Inestabilidad actual de la economía

No hay desarrollo sustentable sin una economía sustentable. Una economía, considerada como sistema[56], es sustentable cuando, en principio, si las condiciones de su entorno no varían en forma significativa por fenómenos independientes de la actividad económica[57], es capaz de perpetuarse. En consecuencia, una economía sustentable no lleva en sí las simientes de su propia destrucción, a diferencia de la economía industrial actual, en lo esencial una herencia del siglo XX.
Una de las razones de esta inestabilidad de la economía industrial del siglo XX es que ha estado basada en la generación de capital económico, a expensas del capital ambiental y del capital social.

---

[56] Sistema, de acuerdo con Bunge, es todo objeto complejo cuyos componentes se encuentran unidos por fuertes vínculos (físicos, biológicos, psicológicos o sociales) y que posee propiedades globales (emergentes) de las cuales sus componentes carecen. Los componentes de los sistemas no materiales denominados sistemas simbólicos o semióticos, poseen solamente vínculos lógicos.
Un sistema se caracteriza por: (a) Una composición de elementos o partes. (b) Un entorno de elementos que no componen el sistema, pero actúan sobre o sufren la acción de, al menos, algunos de los componentes del sistema. (c) Una estructura de relaciones entre sus componentes y entre éstos y los elementos del entorno. (d) Si el sistema es material y un conjunto de variables caracterizan su estado en cada instante, entonces a lo anterior se añade un conjunto de mecanismos (procesos) que hacen que el sistema modifique su estado (se comporte) de la forma que se observa. Tomado con esta generalidad, el concepto de sistema pertenece a la ontología en cuanto estudio filosófico del ser.

[57] Una variación de este tipo puede ser, por ejemplo, consecuencia del impacto de un asteroide sobre la superficie de nuestro planeta. Pero no lo es la desertificación progresiva asociada al cambio climático global, en la medida en que es en buena medida una consecuencia de la actividad económica.

Es y era bien sabido, que si una comunidad vive a costa de su capital económico en lugar de vivir a costa de sus ingresos, eventualmente alcanzará un punto de no retorno, tal que una vez franqueado el sistema inicia un proceso de autodestrucción. Tal vez era menos sabido o reconocido, hasta hace poco tiempo, que lo mismo ocurre si en vez del capital económico, lo que se dilapida es el capital social o el medioambiental, como ha venido ocurriendo por lo menos desde el nacimiento de las economías industriales contemporáneas.
Debe tenerse en cuenta que tanto las economías industriales centralizadas del tipo de la antigua URSS o similares, como las actuales economías industriales capitalistas de USA y la Unión Europea, no son sustentables en el sentido que acabamos de considerar.
Ahora, tenemos como dice Jacques Delors en la cita del principio de este capítulo, una intensificación del subdesarrollo, el subempleo, las desigualdades y la pobreza, ampliamente distribuida, que actúa como caldo de cultivo para el terrorismo.
Ya no es necesario ir a un país subdesarrollado para detectar una tendencia regresiva. Tomemos Europa como ejemplo. En 1989, Karl Popper nos señalaba las buenas razones por las que, al menos en la Europa Occidental de aquel entonces, junto con USA y Canadá, se podía ser optimista respecto del futuro socioeconómico. El decía que en estos países la gente vive en un orden social que parece mejor dispuesto a ser reformado y en ciertos aspectos parece ser más justo que cualquier otro conocido anteriormente.
Pero después de 1989, sin el ejército rojo como amenaza muy tangible y siguiendo la lógica interna de nuestro presente tipo de capitalismo desigual, migraciones desordenadas y ciertos subproductos no queridos de la progresiva automatización de la producción, además de ciertos malfuncionamientos de la dinámica de los mercados especulativos, parecen haber estado cambiando en forma larvada, desfavorable y lenta, la situación socioeconómica en los países centrales.
Los así llamados “años gloriosos” durante los cuales la situación económica y los beneficios de la mayor parte de la gente y en la mayor parte de los países de Europa Occidental mejoraron significativamente, parecen haber llegado a su fin. Un proceso análogo ha comenzado ya en USA y en Canadá, pero con algunas variantes significativas.

17.2.1 Deterioro del capital social

Aún en las uniones de estados centrales, pese a que poseen las economías capitalistas más maduras, hay bolsones de pobreza, la mayoría (aunque no exclusivamente) integrados por inmigrantes desocupados o con empleos denominados “basura”, en condiciones tales que la dinámica del sistema socioeconómico no solo no resuelve, sino que tiende a agravar.
Este agravamiento se manifiesta en y es consecuencia de una reestructuración progresiva en la jerarquía de valores.
Las personas se consideran cada vez más como bienes económicos en un escenario que se concibe como un campo de batalla. Se aceptan niveles crecientes de desempleo o subempleo. Se estimula el desarrollo de la automatización, la robótica, y la informática, todo lo cual arrastra el desarrollo de tecnologías conexas.
En todos los países, tanto centrales como periféricos, se incrementan los empleos relacionados con la publicidad, el mercadeo y la administración.
En los países centrales y en algunos países o regiones llamados “emergentes”, se incrementa los empleos relacionados con la investigación y el desarrollo de nuevas tecnologías. Aumentan los beneficios económicos para los accionistas y para algunos

productores, sobre todo en los países centrales, pero también en los países emergentes e inclusive en los periféricos.
En todas partes aumenta la carga social debido a los desempleados.
Se produce una progresiva redistribución de la capacidad de consumo, debido a que aumenta la pobreza por un lado y aumenta la riqueza por otro. Esto se acompaña por una redistribución paulatina en la cantidad de bienes y servicios para adaptarse al cambio en el perfil de los consumidores.
Se pierde creatividad y flexibilidad en la capacidad productiva, debido a que la automatización llevada al extremo conduce a la eliminación de los integrantes de departamentos enteros de una empresa y su sustitución por máquinas. Los efectos sociales a largo plazo de estas medidas pueden compararse a nivel ecológico con la eliminación de un segmento de una cadena trófica.
Se debilitan los estratos medios de la sociedad, mientras se incrementa la población en el estrato alto y se incrementa mucho más la población en el estrato bajo, incluyendo los indigentes.
Por el momento, estos procesos que van destruyendo progresivamente el capital social, parecen retroalimentarse positivamente. El egoísmo imperante en algunos sectores con poder de decisión (una actitud similar a la de la mayor parte de los integrantes de la nobleza francesa poco antes de la revolución de 1789, resumida en la frase "después de nosotros, el diluvio") explica la tenaz resistencia a replantear ciertos aspectos de la economía dentro de cada país, dentro de cada región, y en la relación norte –sur.
Por otra parte, hasta la crisis mundial que comenzó a hacerse evidente en el segundo semestre de 2008, había personas que dudaban sobre la real gravedad y sobre la velocidad de deterioro tanto del ambiente como de la organización socioeconómica misma. Alcanza con recordar la lenta elaboración de las ideas en relación con el efecto invernadero, a partir de la década del sesenta, y las dudas que aún subsisten, o la escasa comprensión de los fenómenos relacionados con el empleo y sus consecuencias sociales y económicas.

17.2.2 Deterioro del capital ambiental

Pero no solo el capital social se está destruyendo: el capital ambiental ha sufrido ya un proceso de deterioro tal que es posible que hayamos cruzado el punto de no retorno.
En la biosfera están ocurriendo cambios ambientales globales que en buena medida son una consecuencia directa tanto de las modalidades de conversión y de consumo de energía, como de las modalidades de fabricación industrial.
Recientemente se estimó que en muchos países (incluido USA, pero excluido Japón) hasta un 90% o más del material utilizado en la producción industrial se transforma en desecho, antes de que un producto esté terminado. Esta situación implica un considerable e innecesario consumo de energía y de materiales, con consecuencias ambientales y socioeconómicas negativas desde la perspectiva de un desarrollo sustentable.
Desde hace mucho se conocen los efectos dañinos de plaguicidas y fertilizantes utilizados en actividades agrícolas. También se conocen los efectos contaminantes de numerosas sustancias químicas que se generan como desechos o como productos tóxicos de diversos procesos industriales.
Los cambios regionales o globales producidos por los efectos de los contaminantes alteran sustancialmente las condiciones de los ecosistemas en mediano y largo plazo.

A través de la alteración en los ecosistemas, la contaminación incide decisivamente sobre la posibilidad de sustentar y ampliar la producción para satisfacer las necesidades

de alimentos y materias primas a partir de los recursos agrícolas y ganaderos en tierra firme, y a partir de las pesquerías y otros recursos acuáticos en aguas continentales, mares y océanos.

17.2.3 Tendencia autodestructiva del sistema socioeconómico imperante

Todos estos fenómenos se producen en un entorno de competencia entre agentes económicos que buscan maximizar las ganancias individuales.
Las reglas actualmente en vigencia y los valores que orientan la actividad económica, hacen que la supervivencia de las empresas y de los individuos en ellas, dependan de conductas y decisiones que tienden a agravar los problemas sociales y ambientales esbozados previamente.
Si el estado actual de cosas se mantiene, todo indica que conducirá a la auto-disolución del sistema socioeconómico capitalista en su modalidad contemporánea: el capitalismo desigual, como lo denomina Jean Yves Calvez.

17.3 Necesidad de introducir el capital natural y el capital social como categorías económicas: los cuatro pilares de una posible economía natural de mercado

La necesidad de una política mundial sobre la producción y el consumo de energía y sobre la producción y la disposición final de los desechos, para hacer posible algún tipo de desarrollo sustentable a escala planetaria, es generalmente reconocida por todos los hacedores de políticas.
No obstante, está claro que no se han podido adoptar medidas correctivas lo suficientemente drásticas, y que todavía estamos lejos de poder tomarlas.
Parecería que las causas de esta parálisis pueden buscarse en última instancia en una concepción de la naturaleza y del hombre que se ha tornado inadecuada.
Esta concepción del mundo condiciona la particular manera en que se percibe la interrelación entre los problemas éticos, económicos y ecológicos a escala planetaria.
A su vez, esta percepción condiciona fuertemente las políticas empresariales, las políticas gubernamentales y las políticas de los organismos internacionales.
Estas políticas determinan la asignación o la reasignación de recursos, que a su vez hacen posible (o no) la adopción de medidas correctivas de alcance global.
No es posible un desarrollo sustentable en el marco de una economía de mercado guiada por el deseo de maximizar los beneficios, si no se introducen los conceptos de capital natural y capital social como categorías económicas, dotadas de valor monetario, e integradas en el análisis cuantitativo de costos y beneficios.
Cuando se intenta hacer esto, queda en evidencia lo inconveniente de separar artificialmente, como se ha venido haciendo desde hace por lo menos un siglo, la economía de las ciencias sociales y, en general de las ciencias del hombre.

¿Cómo se llegó al estado actual de cosas?
En el siglo XVIII, cuando se formularon los fundamentos de la economía clásica, la población total del planeta era todavía escasa en relación con los recursos naturales por entonces disponibles. El problema era aumentar la productividad de las personas, en un contexto en el que el ambiente parecía que podía suministrar toda la materia prima necesaria y parecía poder auto-depurarse siempre al recibir los desechos del proceso productivo[58]. Este problema, así planteado, fue resuelto por la primera revolución

[58] En parte en paralelo con el desarrollo de la primera revolución industrial, y en parte como consecuencia de la misma, se formuló la termodinámica clásica con sus reservorios infinitos,

industrial, durante el siglo XIX, y condujo a la sociedad del petróleo característica del siglo XX.

Ahora, la población total del planeta es numerosa respecto de los recursos naturales disponibles, **tal como son actualmente gestionados**. Los problemas que se plantean como consecuencia de esta situación requieren una modificación sustancial de los fundamentos de la economía actual.
Desde la década del 80 del siglo XX, ha comenzado a gestarse un consenso, en algunos grupos de personas, sobre la posibilidad de una nueva organización de la sociedad y de la economía, basada en cuatro pilares, que como se verá, no están exentos de controversia:

1. Aumento radical en la productividad, revirtiendo el agotamiento de los recursos naturales renovables, disminuyendo la contaminación y aumentando los puestos de trabajo.

2. Eliminación de la idea de desecho industrial, encarando la gestión de los productos en un ciclo de "cuna a cuna" (imitando a la naturaleza, donde no hay desechos propiamente dichos, sino que todo final se integra en un continuo comienzo).

3. Creación de una economía de servicios y flujos, donde el productor es el responsable final del producto y el consumidor recibe el servicio.

4. Fuerte inversión en capital natural, con el objeto de mantenerlo, restablecerlo y expandirlo. Esto con el fin de que la biosfera, considerada como un todo, presente más recursos naturales y sea capaz de proveer mejores servicios (producción de oxígeno, fijación de anhídrido carbónico, regulación del flujo de agua en los suelos, entre otros servicios.)

El fin último sería **generar un sistema económico cuya dinámica se encuentre acotada por una legislación social y ambiental efectiva, que facilite la equidad social y la re-circulación de los materiales.**
Este sistema económico debería basarse en un mercado transparente con una amplia distribución de oportunidades, iniciativas, responsabilidades, y obtención de beneficios.
En suma, lo que se podría denominar una **economía natural de mercado** basada en reconocer que **un desarrollo económico no puede ser sustentable si no está acompañado por equidad social y responsabilidad medioambiental.**

Para que algo así sea posible, es indispensable hallar un terreno común sobre el cual se puedan apoyar las bases de un nuevo sistema, de alcance mundial. Tal como están las cosas, es una tarea para las Naciones Unidas. De hecho, ya hay un movimiento en esa

---

inmutables, y sus procesos reversibles. Junto a esta "termoestática", y en estrecha interacción con ella se construyó la termotecnia. Nacida bajo los mismos supuestos que la termoestática, la termotecnia no pudo escapar a la necesidad de tener en cuenta las irreversibilidades, aún sin contar con un marco conceptual adecuado, que recién estuvo disponible bien entrado el siglo XX. Existe un interesante paralelismo entre la suposición de que el ambiente puede suministrar toda la materia prima que sea menester y es capaz de autodepurarse y mantenerse incambiado por siempre, propio de la economía clásica, y la suposición de un reservorio infinito y por ende inmutable de la termodinámica clásica.

dirección. No obstante, sería conveniente que en la discusión y en una toma de posición fundada se involucrara a la mayor cantidad de personas que fuera posible.
Un primer paso hacia poder hallar suficiente terreno común para un entendimiento sobre un nuevo sistema socioeconómico sería acercarnos al problema intentando dejar atrás *cualquier teoría preconcebida*, adoptando una actitud de escucha respetuosa frente a los interlocutores, no descartando (pero no buscando) de antemano la posibilidad de resultar convencido por alguno de ellos. Por supuesto que esto podría funcionar si se transformara en una actitud generalizada en la que predominara la tolerancia. En los momentos de crisis exacerbada como el que atravesamos, nuestra actividad mental tiende a regresar a estadios más primitivos[59], lo cual casi siempre fortalece las actitudes intolerantes. Pero, por otro lado, aumenta la conciencia de la inseguridad y del peligro, necesarios para predisponer a aceptar cambios significativos. En todo caso, no queda otro camino que intentarlo.

17.3.1 ¿Es posible un marco común?

Capitalismo desigual: esto resume el problema de partida para la reflexión y para la acción política. Pero el problema de la igualdad en una sociedad ("*que cada ser humano cuente por uno, y que ninguno cuente por más de uno*") no se puede desvincular del problema de la libertad (*cuántas puertas están abiertas para el desarrollo pleno de una persona* y *quien controla a quien en la organización política de una sociedad*). Como decía Carlos Vaz Ferreira a propósito de los problemas sociales, cabría esperar que nadie quisiera sacrificar completamente la igualdad y que nadie quisiera sacrificar completamente la libertad. Nadie querría sacrificar un mínimo de bienestar para cada ser humano, un mínimo de contención social, lo que todos deberíamos tener asegurado en el presente. Sin embargo, nadie querría sacrificar la posibilidad de mejorar, el desarrollo del espíritu y las posibilidades de futuro.

Todo el mundo podría intentar ponerse de acuerdo en dos cosas: en primer lugar, en asegurar un bienestar mínimo a cada persona; en segundo lugar, asegurar un contenido mínimo a la libertad individual. Entonces sería una discusión sobre grados solamente, usando un mismo marco común[60], en vez de ser una discusión sin final sobre marcos posibles.

---

[59] En un famoso discurso en ocasión de los cien años de la muerte de Goethe, pronunciado en 1932 en la Sorbona, un año antes de la llegada de Hitler al poder, Paul Valéry dijo de pronto: "La intolerancia sería una virtud terrible de los tiempos puros". Es que la obsesión por la pureza trae consigo un fortalecimiento de la intolerancia.
Una comunidad con valores comunes, viviendo en un mundo de pensamiento y de creencias homogéneos y que, además, presente una interacción lo bastante débil con el exterior (el caso de una ciudad estado como la antigua Atenas), no estará libre de tensiones. No obstante, parece verosímil que en una comunidad tal la intolerancia no se va a percibir como un problema, y por tanto la discusión sobre la tolerancia no va a ser un tema de interés.
La tolerancia y sus límites se transforman en tema obligado de reflexión cuando se intensifican las interacciones entre las civilizaciones, o cuando en una misma sociedad y en el seno de una misma cultura, se comienza a aceptar diferencias en asuntos fundamentales: creencias religiosas y modos de vida, trasuntados a su vez en opiniones, actitudes y acciones.

[60] El marco común al que hacemos referencia está cimentado en una moralidad universal tenue y efectiva, pero no por eso exenta de contradicciones. Como dijo Isaiah Berlin a propósito de la obra de Maquiavelo, un supuesto fundamental, subyacente a todo el pensamiento occidental (desde los filósofos griegos, los teólogos medievales, los filósofos de la ilustración, pasando por los ideólogos del nazismo y del comunismo en el siglo XX, hasta llegar a la actualidad), al parecer tendría que ser revisado. Se trata del monismo, que asume la posibilidad de una unidad armoniosa en la totalidad de los valores, y según el cual "en algún punto del pasado o

A primera vista esto puede parecer ya hecho, y bien hecho, en las grandes democracias occidentales, sobre todo en la Unión Europea, aunque no se dejara de reconocer que en la actualidad lo ya logrado se pueda encontrar en peligro e inclusive, en algunos aspectos, en franco retroceso.

No obstante la realidad de un "estado de bienestar" más o menos bien implementado en algunas regiones de nuestro planeta, las cosas no son tan fáciles. Como un ejemplo consideremos los derechos humanos tal como son formalmente reconocidos por las Naciones Unidas.

La mayoría de las personas estaría de acuerdo en que estos derechos deberían ser considerados parte esencial del núcleo mínimo. Ahora bien, una vez que un ser humano ha nacido, ¿no parece que el primer derecho de este ser humano debiera ser el derecho a tener un pedazo de terreno asegurado para permanecer en la Tierra? Un trozo de terreno para permanecer sin tener que pagar por él (como si fuera tierra para la producción), o sin tener que caminar y caminar usando la tierra destinada a la comunicación (transporte) o la tierra destinada a la recreación pública, para eventualmente parar allí, en un lugar u otro, como lo hacen los mendigos.

Este no es un problema de tolerancia o de caridad. Como Vaz Ferreira lo planteara ya en 1918, el derecho de tener un lugar sobre la Tierra debe ser el primer derecho de nuestros derechos humanos. Sin embargo, hasta ahora, hasta donde yo sé, este asunto ha quedado implícito, para decir lo mejor. Tal como están ahora las cosas, plantea un problema que no parece tener solución.

Como sea, parece que es posible lograr una definición de los contenidos del núcleo mínimo a ser asegurado a cada ser humano que podría llegar a ser aceptada por la mayoría de las personas en el mundo. Tanta igualdad en el punto de partida como sea posible, los derechos humanos según las Naciones Unidas, y un mecanismo de contención tal que, cuando una persona abandonada a la libertad cae demasiado, permita sostenerla por encima de un cierto umbral de bienestar. La discusión sobre lo que se deja a la libertad es, por supuesto mucho más compleja, pero también sería posible llegar a un consenso sobre una mínima base de contenidos.

El número de habitantes de nuestro planeta y su previsible evolución, junto con los contenidos de ese núcleo mínimo que deberá estar asegurado para todos, permitirá un replanteo de los problemas de la energía, incluyendo la determinación de las cantidades mínimas a ser suministradas y su impacto ambiental probable.

---

del futuro, en este mundo o en el próximo, en la Iglesia o en el laboratorio, en las especulaciones del metafísico, en los hallazgos del científico social, o en el corazón puro del buen hombre sencillo, habrá de encontrarse la solución final a la cuestión de cómo deberán vivir los hombres. Si esto es falso (y si se puede dar más de una respuesta igualmente válida a la pregunta, es falso) la idea del ideal humano como verdad única, objetiva y universal se desmorona. La mera búsqueda de ese ideal se vuelve no sólo utópica en la práctica, sino conceptualmente incoherente".

Reconocer que existe una pluralidad de valores, necesariamente coexistentes, pero no armonizables por completo en una estructura coherente única, tales como los de la moralidad privada cristiana (libertad y justicia para los seres humanos en cuanto individuos) y los de la moralidad pagana para el cuerpo social (ley y orden), no necesariamente conduce a adoptar un relativismo ético como el que ha permeado buena parte de las sociedades contemporáneas. El punto clave en relación con todo esto es mucho más sutil. En particular, desde una perspectiva religiosa, aumenta la importancia de la revelación.

17.3.2 El nuevo balance contable característico de una economía natural de mercado

Si el ambiente y la biósfera dispusieran de una capacidad ilimitada de auto-depuración y autorregulación, y si no se produjeran inequidades sociales como consecuencia de la actividad económica, el esquema contable de la economía industrial, incluyendo los costes de precios y servicios tal como se asignan y operan en las economías de mercado, no sería un problema en relación con el desarrollo sustentable. Pero lo es, porque esos supuestos, ahora lo sabemos bien, son falsos.

Si se admite que la actividad económica se guíe por la búsqueda de un máximo de beneficios en términos monetarios, operando con precios de mercado para calcular los costos correspondientes, entonces la única salida posible para escapar a la auto-destrucción de la economía de mercado, es poner precio a las alteraciones de los capitales ambiental y social que resultan de esa actividad.

Si se gravara la contaminación atendiendo no solo a sus consecuencias sobre la salud humana, sino también a sus consecuencias sobre los servicios que llevan a cabo los ecosistemas, entonces los precios estarían más de acuerdo con los costes reales.

Si los recursos provenientes de gravámenes sobre la contaminación fueran utilizados en rebajar los impuestos sobre salarios y ganancias, entonces, en igualdad de las demás condiciones, el número de empleos y la eficiencia en el uso de los recursos podrían aumentar.

Desde 1980 se viene trabajando en esta dirección, a nivel de algunas organizaciones no gubernamentales y unos pocos institutos (fundamentalmente situados en los países centrales) dedicados a tareas de investigación y desarrollo en economía y ciencias sociales.

Si bien algunos de sus resultados han comenzado a ser trasladados a normas gubernamentales y prácticas empresariales, sobre todo esto hace falta profundizar más y establecer un amplio consenso a nivel internacional. Pero estas modificaciones en la organización soci-económica no serán suficientes si no se acompañan de un incremento muy significativo en la eficiencia del uso de los recursos disponibles.

17.3.3 Eficiencia: incremento en la productividad de los recursos

La eficiencia de un proceso se puede abordar de dos puntos de vista: el del ingeniero y el del economista.

Desde la perspectiva del ingeniero la eficiencia de un proceso se mide por el cociente entre la magnitud de la salida útil de materia o energía desde el sistema (el **producto** del proceso) y la correspondiente entrada de materia o energía al sistema. Aumentar la eficiencia es producir más con menos recursos, todo cuantificado en términos físicos de masa y energía.

Desde la perspectiva del economista, la eficiencia de un proceso productivo se mide en términos monetarios, concretamente en valores de mercado. La entrada de suministros necesaria para la realización del proceso productivo se cuantifica teniendo en cuenta los costes de la materia prima, los costes del trabajo humano (que no debe confundirse con los costes asociados con el capital social) y otros costes posibles. La salida útil (el producto) se cuantifica a través de su valor de mercado. La eficiencia económica del proceso productivo se mide por el cociente entre el valor de mercado del producto y los costes de todos los factores involucrados en su producción. La eficiencia así definida aumenta cuando aumenta el precio de mercado del producto o cuando disminuye el coste total de producción. Suponiendo dado el precio de mercado del producto, la eficiencia económica se regula a través de las variaciones en los costes totales de

producción, los cuales dependen mucho de cuán bien funcionan los mecanismos de mercado para disminuirlos.
Es evidente que existen relaciones estrechas, aunque no invariantes, entre ambas formas de medir la eficiencia, y que en principio los costes de los capitales natural y social podrían integrarse en la eficiencia económica.
En lo que sigue nos centraremos fundamentalmente en el aumento de la productividad de los recursos como incremento de la eficiencia en el sentido de la ingeniería.

En la ciudad de Wuppertal, Alemania, existe un instituto para el estudio del clima, el ambiente y la energía. Este instituto organizó una reunión internacional en el pueblo de Carnoules, Francia, en 1994. Al final de las deliberaciones, los participantes (fundamentalmente europeos, norteamericanos, japoneses e indios) hicieron una declaración que comienza con la frase siguiente: "En el lapso de una generación, las naciones pueden lograr un incremento en un factor 10 en la eficiencia con la que utilizan la energía, los recursos naturales y otros materiales". Este objetivo ha sido adoptado, en forma más o menos completa, por la Unión Europea, Japón y algunas empresas multinacionales. Tal como están ahora las cosas, alcanzar el factor 10 parece ser una condición necesaria (aunque no suficiente) para una economía sustentable[61].
Para hacer posible el factor 10 los incrementos marginales en la productividad que todas las empresas suelen buscar impulsadas por los mecanismos del mercado (sobre todo impulsadas por una competencia más o menos libre entre ellas) no son suficientes. Se requiere el aporte de ciertas innovaciones radicales que al parecer solamente pueden provenir del diseño en ingeniería, cuando en éste se logran romper las predisposiciones para así habilitar procesos radicales de inventiva, respaldados posteriormente por procesos de análisis y toma de decisiones de elevada calidad.

Los cambios que desde comienzos de la última década del siglo pasado se produjeron en el diseño de automóviles son un buen ejemplo de rotura de paradigmas y de avances significativos en dirección de un incremento en la eficiencia en el uso de la energía.
Entre 1873 y 1973 se extendió un siglo de energía barata, que permitió la consolidación de un paradigma de diseño de automóviles que podría denominarse "diseño como un tanque de guerra". De la energía del combustible que consumen estos vehículos de diseño anticuado, el 80% se pierde y un 20% se utiliza en girar las ruedas durante la marcha regular. Supongamos que viaja un solo pasajero: el conductor. Como esos vehículos son muy masivos[62], de ese 20%, el 95% se emplea en mover el vehículo y el 5% restante se usa en mover el pasajero. El 5% del 20% es el 1%. Así pues, solamente el 1% de la energía del combustible se emplea en trasladar el ocupante del vehículo.
¿Cómo corregir la pérdida del 99% de la energía del combustible en procesos que no son exclusivamente trasladar el pasajero?
A partir de 1973, cuando los países integrantes de la OPEP subieron concertadamente los precios del crudo, el antiguo paradigma de diseño comenzó a ser revisado.
Lo primero que saltaba a la vista es la disparidad entre la masa del vehículo y la masa del pasajero: a menudo la masa del vehículo era más de 20 o 30 veces la masa del ocupante.

---

[61] Un factor 4 ya es alcanzable a partir del estado actual de la tecnología. Si se frenara lo suficiente o se detuviera hoy mismo el crecimiento de la población a nivel mundial, un factor 4 de incremento en la eficiencia en el uso de los recursos podría ser adecuado.

[62] Si el pasajero pesa 70 kg y el auto pesa 1330 kg, el peso del pasajero es un 5% del peso combinado de ambos, 1400 kg.

Lo segundo que llamaba la atención era el motor: 10 veces mayor de lo que una marcha regular requiere. Ambas cosas se originan en el material empleado para construir los automóviles (el acero) y en la necesidad de producir aceleraciones significativas en ciertas circunstancias.
Al principio, la disminución en el consumo de combustible se obtuvo haciendo autos más pequeños y menos potentes, aproximándolos a los modelos que desde hacía varias décadas venían fabricando los italianos. En aquel entonces parecía que mantener las prestaciones de los automóviles tradicionales ahorrando al mismo tiempo un porcentaje significativo del combustible solo era posible con un encarecimiento inadmisible de los vehículos. Esto resulta de la naturaleza de la relación entre el costo c considerado como una función del ahorro acumulado de energía e obtenido. Como $\frac{d^2c(e)}{de^2} > 0$, cada incremento adicional en la energía ahorrada se logra con un incremento cada vez mayor en el costo de obtenerlo, mientras que el valor monetario p correspondiente al ahorro acumulado e crece aproximadamente con pendiente $\frac{dp(e)}{de}$ constante. El retorno económico $r = p - c$, si bien es positivo para valores pequeños de e, va disminuyendo hasta que se alcanza un límite costo-efectividad que no se puede superar introduciendo mejoras parciales sobre el paradigma clásico de diseño[63].
Para avanzar, es necesario intentar perforar la barrera de costos. Si se tiene éxito, lo mejor cuesta menos en lugar de costar más. Y bien, en el caso del automóvil la barrera de costos ha sido perforada cambiando el paradigma de diseño: pasando del "*diseño como tanque de guerra*" al "*diseño como avión*".

En general, un cambio de paradigma se produce cuando se encara el diseño globalmente, en forma sistémica, optimizando el sistema completo desde el inicio.
En el caso del automóvil, en vez de intentar disminuir el 20% del combustible que se utiliza en una marcha regular promedio, lo que se intenta es actuar para abatir el 100% de la energía consumida. De ese 100%, una tercera parte se gasta en aceleraciones, otra tercera parte en vencer la resistencia del aire y el último tercio en calentar los neumáticos y el camino. Hace ya mucho tiempo que se vienen desarrollando formas aerodinámicas para la carrocería, de modo de disminuir la resistencia del aire. Pero esto, con ser necesario, no alcanza, si se producen las modificaciones en el marco del paradigma de diseño anticuado que se estableció a principios del siglo XX, asimilando el automóvil a un tanque de guerra.
Para ver cómo se resolvió este problema y se comenzó ya a implementar la solución en el diseño de automóviles a comienzos de la década de 1990, consideremos un modelo mecánico elemental. Si M es la masa, a la aceleración, F la fuerza impulsora y R la fuerza resistente, $M \cdot a = F - R$
Pero $R = M \cdot g \cdot C_r + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot C_a \cdot v^2$ es la suma de la resistencia al rodamiento y la resistencia aerodinámica. Si la masa del automóvil se lleva a la tercera parte, la resistencia al rodamiento también disminuye a la tercera parte.

[63] Lo mismo se observa cuando se intenta mejorar la eficiencia energética de las viviendas partiendo de los conceptos clásicos de diseño y construcción.

El coeficiente C_r depende de los neumáticos y del camino. Es menor cuando los neumáticos están bien inflados. Varía entre 0.01 para caminos asfaltados y 0.06 para caminos de arena.
El coeficiente C_a corresponde a la fricción o resistencia aerodinámica (que puede ser 0.3 o menos para los automóviles más modernos), A es el área transversal al movimiento (por ejemplo $1.88\ m^2$), v es la velocidad del vehículo, y ρ la densidad del aire. En una marcha a velocidad constante $F = M \cdot g \cdot C_r + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot C_a \cdot v^2$
Si el automóvil se desplaza una distancia l, el trabajo necesario, producido a partir de la conversión de la energía química del combustible, es:

$$F \cdot l = M \cdot g \cdot C_r \cdot l + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot C_a \cdot v^2 \cdot l$$

A velocidades moderadas, si el automóvil es lo bastante aerodinámico, $M \cdot g \cdot C_r$ es importante respecto de $\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot C_a \cdot v^2$ (por ejemplo cuando la velocidad se encuentra en un entorno de $60\ {}^{km}\!/_{hora}$ ambas fuerzas resistentes pueden ser iguales). Entonces una disminución de la masa del vehículo a la tercera parte de su valor conduce a un ahorro significativo de energía, aún en marcha regular. Pero como la aceleración verifica:
$a = \frac{\left(F - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot A \cdot C_a \cdot v^2\right)}{M} - g \cdot C_r$, una misma aceleración positiva se obtiene con una fuerza impulsora mucho menor si la masa del vehículo disminuye significativamente. Se ve que conviene disminuir la masa y los coeficientes de resistencia al rodamiento y de fricción aerodinámica lo más posible.
Los materiales compuestos de elevada resistencia mecánica permiten disminuir la masa a la tercera parte o menos. Esto, a su vez, permite obtener las mismas prestaciones con un sistema de propulsión híbrido o incluso enteramente eléctrico, que ahorra energía y no contamina la atmósfera. Surge así el concepto de automóvil híbrido ultraliviano.
Movido por motores eléctricos, posee un sistema nivelador de energía (un acumulador) y un generador de energía eléctrica a bordo. El generador puede ser una celda de combustible o un motor de combustión interna a base de hidrógeno, gasolina o biocombustibles, o una turbina adecuada.
Así un cambio de paradigma de diseño ha permitido reducir el consumo de combustible de un automóvil a menos de una tercera parte, manteniendo las mismas prestaciones.

Ahorros análogos se pueden y se deben encarar en los demás ámbitos de la producción de bienes de consumo, buscando cambios radicales en los paradigmas de diseño, en lugar de intentar modificaciones poco significativas y a menudo inútiles desde el punto de vista de la eficiencia y de la economía natural de mercado. En la etapa de diseño de un producto deberían tenerse en cuenta tanto los **costos económicos** como los **costos ecológicos** y los **costos sociales** asociados a la totalidad de su ciclo de vida. Es en la etapa de diseño, previa a la fabricación, cuando se comprometen y se hacen inevitables la mayor parte de los costos ecológicos y sociales.

El concepto de *diseño en ingeniería como arte del compromiso entre muchos objetivos deseables pero incompatibles*, si bien refleja lo que se hace en la práctica, no siempre es adecuado, y a veces puede ser erróneo.
Conviene considerar el *diseño en ingeniería como el arte de optimizar un producto o proceso en el marco de un enfoque global, sistémico, empleando los recursos de la inventiva, y las herramientas disponibles para el análisis y la toma de decisiones, dando los pasos correctos en el instante adecuado y en la secuencia correcta*.

El diseño tradicional de los sistemas para bombeo de fluidos que emplean bombas movidas por motores eléctricos es otro ejemplo interesante desde una perspectiva energética. Para empezar, en una situación bastante típica, el suministro de 10 unidades de energía a un flujo de magnitud dada sostenido durante un intervalo dado de tiempo requiere 100 unidades de energía provenientes de la central generadora de potencia eléctrica. A las pérdidas en la generación, transmisión y distribución se añaden las pérdidas en los motores eléctricos, en los engranajes y conexiones, pérdidas en las bombas propiamente dichas, pérdidas en las válvulas y pérdidas en las tuberías por donde fluye el fluido en cuestión.
Consideremos ahora las cosas de otra forma, pensando para atrás. Si logro ahorrar una unidad de energía, pero obtengo el mismo flujo durante el mismo intervalo de tiempo, produciré un ahorro de diez unidades de energía (provenientes de la quema de un combustible, por ejemplo) en la planta que genera potencia eléctrica. Puesto que los motores eléctricos consumen aproximadamente las tres quintas partes de la potencia eléctrica generada en el mundo, y una fracción significativa de estos motores se emplea en bombear fluidos, la optimización de la disposición, el diámetro, la longitud de los tubos, así como el tipo y distribución de las válvulas en las tuberías de los sistemas de bombeo puede producir indirectamente ahorros muy significativos en el consumo de energía.

Una economía que produzca utilizando menos energía y menos materiales, libera recursos: permite reducir algunos impuestos aumentando el gasto en seguridad social y salud. Pese a la sabiduría tradicional, que tiende a contraponer las prioridades económicas, ambientales y sociales, el énfasis en la actividad económica debe desplazarse ahora a incrementar la productividad de los recursos, en un nuevo marco contable que pueda utilizarse para optimizar los beneficios económicos restaurando y fortaleciendo los capitales ambiental y social.
Pero estos cambios no serán posibles si no se modifica la educación de los ingenieros para que puedan diseñar sobre la base de nuevos paradigmas.

17.3.4 El rol de los gobiernos en una economía natural de mercado

Como se desprende de la cita de James Nixon del comienzo del presente capítulo, muchos gobiernos continúan enviando señales al mercado que desde la perspectiva a largo plazo de una economía natural deberían ser enérgicamente objetadas.
Por distintas razones, a veces coyunturales, otras veces estructurales, comprensibles desde una perspectiva de corto o mediano plazo enmarcada en el paradigma económico imperante, los gobiernos incrementan la carga impositiva sobre los salarios y ganancias, mientras deducen impuestos del capital para gastos que producen contaminación, desechos, agotamiento de recursos naturales, por el lado del ambiente, y generan pocos empleos estables o si acaso un número mayor de empleos precarios y a corto plazo, por el lado social.

Las regulaciones gubernamentales destinadas a proteger el ambiente y las poblaciones humanas, si bien son necesarias en las actuales circunstancias para frenar o revertir parcialmente los efectos destructivos de la actividad económica, no pueden ser suficientes a menos que se introduzcan modificaciones radicales en la forma en la que actualmente se calculan los balances contables. Esta parece ser la única forma de compatibilizar el afán por obtener beneficios económicos en una economía de mercado con la preservación de los capitales ambiental y social. Nuevamente, también en lo que se refiere a la modificación de la estructura de los balances contables y los métodos de cálculo económico, el rol de los gobiernos y el de las organizaciones internacionales son decisivos. Para definir esas modificaciones y para implementarlas en el marco de una actividad económica globalizada, es necesario lograr un amplio consenso político a nivel regional e internacional.

17.4 El fin, los medios y el problema del terrorismo.

Como vimos en la sección17.3, un consenso semejante se debe basar en un talante ético mínimo común, en una verdadera ética mundial, por tenue y poco estructurada que la misma pueda ser. El pretendido "consenso general acerca de cuál es la meta ideal que el esfuerzo humano persigue", sobre el que Aldous Huxley insiste en la segunda de las citas con las que se inicia este capítulo, constituye un punto de partida. Un punto de partida que anima a establecer cursos de acción, siempre que se tenga presente la observación de Isaiah Berlin sobre el monismo en los valores y sus consecuencias, tanto sobre la teoría como sobre la práctica política.
La observación adicional de Huxley sobre el desacuerdo con respecto a los caminos que conducen a la pretendida meta común, alerta sobre lo que es, tal vez, el conjunto principal de escollos a salvar.

En primer lugar, encontramos una resistencia natural al cambio.
Un mínimo de resistencia al cambio es indispensable para la estabilidad y la continuidad de una sociedad. Pero cuando una sociedad no es capaz de anticipar ciertos cambios inevitables, estos ocurrirán en una forma catastrófica.
Los factores emocionales tienden a bloquear nuestros pensamientos, no ya sobre nuestra propia naturaleza, sino sobre la verdadera naturaleza y las características de nuestras propias sociedades y culturas, y por supuesto, sobre otras sociedades y otras culturas. Hay un notable análisis de de Erich Fromm[64] sobre esta resistencia al cambio y sobre los modos comunes de pensamiento psicopatológico en política, que usualmente conducen a cambios catastróficos. Describe tres modos colectivos de pensamiento patológico (paranoide, proyectivo y fanático) los cuales son compartidos por muchas personas y que son exacerbados cuando hay miedo e inseguridad, como en la situación actual.

Hay otra dificultad, relacionada con las sugestiones que producen un pensamiento autómata, en una primera etapa. Las personas creen que algo es verdad no como consecuencia de sus propias observaciones y experiencias, sino porque ellos reciben alguna sugestión proveniente de la publicidad o de alguna autoridad.
En una segunda etapa, este pensamiento autómata ya instalado conduce al tipo de doble pensamiento que George Orwell definió como la habilidad de mantener dos creencias

[64] El trabajo de Fromm se llevó a cabo en relación con la guerra fría, pero que permanece plenamente válido para el momento actual.

contradictorias en nuestra mente y de aceptarlas a ambas. Para Orwell, este doble pensamiento es característico de lo que denominaba *lógica del totalitarismo*.

Ahora bien, es, o puede llegar a ser bastante fácil detectar estas fallas de la razón y de los sentimientos en otros grupos, en otras sociedades o en otras culturas, pero resulta muy difícil detectar estas fallas en nosotros mismos, en nuestros grupos, en nuestra sociedad o en nuestra cultura. Entonces, los modos patológicos de pensamiento y el pensamiento doble refuerzan los procesos de polarización tanto dentro de una sociedad dada (entre diferentes grupos) como entre diferentes sociedades. Esta polarización no permite un conocimiento y una comprensión mutua objetiva. Y este conocimiento y esta comprensión son necesarios para *anticipar cambios* y *para emprender tareas en común de gran alcance*, tanto dentro de una sociedad dada como entre diferentes sociedades.

Pero como toda tarea colectiva requiere esfuerzos individuales coordinados y dirigidos, surge la interrogante: ¿Por qué unas personas deben obedecer a otras? El punto aquí es **por qué deben** obedecer a otras, no por qué obedecen a otras en tal o cual circunstancia específica, lo cual a menudo puede tener explicación desde el punto de vista científico.
Como no se dispone de una respuesta unánimemente aceptada para la pregunta normativa, lo que en la práctica suele ocurrir es que la parte más fuerte generalmente prevalece y somete a la más débil.
¿Cuál es la respuesta más frecuente que la parte más débil da frente a la polarización, cuando no está dispuesta a someterse ni ser sometida? El terrorismo. Me parece que esto explica al menos en parte, porqué el terrorismo es tan antiguo, está tan ampliamente distribuido alrededor del mundo y tiene las mismas raíces en todas partes a pesar de las diferencias (bien reales, por cierto) entre los grupos terroristas de diferentes países y culturas. La única diferencia entre el terrorismo actual y el terrorismo del pasado se encuentra en los medios técnicos disponibles. En particular la posibilidad de detonar un arma nuclear de fisión[65] como la que consideramos en la sección 10.4.
Más aún, el terrorismo siempre produce el mismo tipo de contra reacción, a pesar de las diferencias reales en las respuestas entre los diferentes países y regiones afectados[66].
La completa derrota del terrorismo en una democracia, sin el crecimiento concomitante de una reacción autoritaria, ha sido siempre muy difícil y puede serlo aún más en la presente situación. Si esto sucede, quizás la gente perderá una parte no despreciable de sus libertades. Por tanto, evitar la polarización y hallar un camino común es un pre-requisito necesario si se quiere tener éxito en iniciar un proceso de desarrollo sustentable.

---

[65] En 1946, J. Robert Oppenheimer nos llamaba la atención sobre lo siguiente:
En la medida en que las naciones puedan llevar a cabo actividades intrínsecamente peligrosas, las rivalidades son inevitables. Los temores que se engendran someten a los sistemas internacionales de coerción, que emplean métodos policiales, a presiones tan grandes que posiblemente ningún grado de ingenio ni de competencia técnica permita implementar una respuesta satisfactoria.

[66] En “El hombre que fue jueves”, Gilbert Chesterton imagina un policía que, tratando de infiltrar una célula anarquista, descubre gradualmente que todos sus compañeros terroristas eran policías, quizás con la excepción del misterioso líder de la célula terrorista, conocido como Domingo, que desaparece, aparentemente para siempre, al final del libro.

17.5 Un cambio cultural necesario

Suponiendo que se pudiera encontrar un camino común para implementar los medios tendientes a alcanzar ciertos fines compartidos, en las actuales circunstancias ese camino debe acompañarse, necesariamente, por un cambio radical en la concepción del mundo que todavía parece estar vigente en la mayor parte de los habitantes de nuestro planeta.
En particular, la introducción del capital social y del capital ambiental como categorías económicas, su desglose en elementos constitutivos que reflejen adecuadamente las realidades socioeconómicas y ambientales cambiantes y diversas, y suministren los componentes adicionales a tener en cuenta en los nuevos balances contables propios de una economía natural de mercado, es una tarea compleja que para ser llevada a cabo con éxito parece requerir un cambio cultural significativo.

Durante los siglos XVI y XVII, el concepto de naturaleza considerada como don de Dios, que podía ser explotada para los propósitos del hombre, se complementó con la idea de naturaleza como cosa, sin alma y sin espíritu: una especie de máquina que podía ser desensamblada y reensamblada nuevamente sin cambio. Esto facilitó el desarrollo del método científico con sus experimentos sistemáticos, e hizo posible la tecnología contemporánea.
En los siglos XVII y XVIII, este desarrollo se acompañó de un proceso de secularización y de la formulación de un programa filosófico ateo o agnóstico, basado en la idea de un determinismo implacable.
El programa filosófico agnóstico del siglo XVIII penetró la manera de pensar en las ciencias. Uno de los resultados de esto es *la suposición subyacente según la cual todas las cosas en la naturaleza y los sucesos en la mente y la sociedad humana pueden y deben ser descriptos no solamente sin referencia alguna a un propósito o diseño premeditado, sino que siempre pueden reducirse a y comprenderse por completo a través de las propiedades de sus elementos constitutivos*.

Las consecuencias de algunos desarrollos científicos producidos durante el siglo XX parecen sugerir que los aspectos específicos más profundos de la visión científica del mundo propia de la Edad Moderna están llegando a su final. Con esto me refiero a los aspectos que todavía subsisten integrados en los supuestos y conceptos del término medio de las personas contemporáneas[67].

La eliminación de los aspectos teleológicos y la premisa reduccionista han sido reglas muy fructíferas del método científico tradicional desde los comienzos de la Edad Moderna, pero también han sido siempre premisas metafísicas. Tan metafísica como lo es el postulado de la fidelidad de la naturaleza[68]: por ejemplo, que el sol va a salir mañana, que una manzana no se va a transmutar en un chimpancé.

---

[67] En 1949 Erwin Scrödinger estimaba en unos cincuenta años el intervalo de tiempo que separa los descubrimientos con potencialidad para modificar nuestra concepción del mundo y su incorporación efectiva en el bagaje cultural de la persona promedio. La enorme disponibilidad actual de información no parece haber disminuido ese intervalo de tiempo.

[68] Cuando un postulado metafísico nos parece completamente razonable, como el que se refiere a la fidelidad de la naturaleza, tendemos a perder de vista su naturaleza metafísica. Pero una cosa es perder de vista esa naturaleza y otra muy diferente es negarla, sin darnos cuenta de que la fidelidad de la naturaleza es un presupuesto no demostrable que da sentido a los intentos de hacer ciencia y de aplicar técnicas.

Los desarrollos científicos del último cuarto del siglo XX, así como la admisión de un nuevo paradigma epistemológico centrado en torno los antiguos y (hasta no hace mucho tiempo) no bien comprendidos conceptos de sistema y de propiedades emergentes, pueden interpretarse como señales de advertencia sobre la validez absoluta de estas premisas metafísicas y de la creencia en un progreso ilimitado en las artes y en las ciencias.

Desde la perspectiva de las ciencias naturales, los desarrollos más importantes parecen ser los conceptos englobados en la aleatoreidad de segunda especie, estrechamente relacionada con los fractales y el caos, y también con el concepto de criticidad auto-organizada en los sistemas dinámicos, físicos, químicos, biológicos, socio-económicos, y la demostración experimental de la imposibilidad de separar los estados de las partículas microscópicas, aún en escalas de metros.

Por aleatoreidad de segunda especie nos referimos a una propiedad de ciertos fenómenos que solo se dejan describir por modelos probabilísticos bastante distintos a los modelos que se utilizan para representar fenómenos aleatorios de primera especie.
Los desvíos estándar ya no son finitos, y a veces ni siquiera se puede definir un valor promedio para las variables aleatorias que aparecen en los modelos probabilísticos. Esto constituye una diferencia importante respectos de la aleatoreidad de primera especie, en la cual todas estas características están bien definidas y permiten aplicar la descripción estadística que nos es familiar, así como la toma de decisiones sobre la base de bien conocidas pruebas de hipótesis estadísticas.
Cuando un fenómeno solamente se deja describir utilizando herramientas conceptuales que exigen el empleo de aleatoreidad de segunda especie, en general vamos a tener muchos problemas para distinguir entre lo que es señal y lo que es ruido, y el examen de los resultados experimentales puede sugerir la existencia de patrones significativos cuando de hecho no los hay. Esto en sí mismo, si el acento se pone en las consecuencias sobre las ciencias y sobre las actividades artísticas, puede interpretarse en forma algo pesimista como lo hizo Gunther Stent: como una señal de alerta sobre que podríamos estarnos aproximando a los límites de nuestro conocimiento en su modalidad actual.
Las dificultades cada vez mayores para generar contenidos nuevos con significado, pese a la inflación actual de publicaciones científicas y producción artística, pudiera ser un presagio de un no muy lejano final de las artes y las ciencias tal como las conocemos: el fin de un progreso que hasta entonces se creía ilimitado.
También se puede interpretar en forma bastante más optimista, si el énfasis se pone en los desarrollos tecnológicos que se han hecho posibles, como lo hizo Benoit Mandelbrot (el creador del concepto de fractal y uno de los matemáticos que trabajó más a fondo investigando la mencionada aleatoreidad de segunda especie).

El caos es un concepto que surgió en el estudio de las propiedades de las soluciones de sistemas de ecuaciones diferenciales no lineales, como las que se conocen en mecánica terrestre y celeste desde hace doscientos años. El comportamiento caótico de las soluciones de las ecuaciones diferenciales, que había sido descubierto en forma prematura por Henri Poincaré a fines del siglo XIX, salió al conocimiento público como hecho y como problema durante la década del sesenta, a propósito de un modelo simplificado destinado a ayudar en el estudio de la estabilidad de la atmósfera. Desde ese momento el caos, la dinámica atmosférica y el clima aparecen vinculados.

Ciertos modelos matemáticos, de apariencia inocente, correspondientes a sistemas cuyo estado evoluciona de forma perfectamente determinista en su espacio de estados, muestran una peculiar sensibilidad a las condiciones iniciales y un comportamiento en el tiempo que parece muy complicado, o inclusive aleatorio.
Las trayectorias surgidas de estados iniciales tan próximos como se quiera divergen entre sí más y más y se aproximan a conjuntos extraños, que solo se pueden describir recurriendo a la geometría de los fractales.
Ahora bien, en la práctica siempre tenemos al menos una pequeña incertidumbre sobre el estado inicial de cualquier sistema evolutivo. Entonces, si este sistema es caótico, resulta que las trayectorias surgidas de estados iniciales próximos, compatibles con la mencionada incertidumbre, en vez de permanecer próximas, como esperaríamos sobre bases intuitivas, van a separarse más y más, impidiendo aquel tipo de predicción a la que estábamos acostumbrados en nuestros estudios de las ciencias clásicas y en nuestras aplicaciones técnicas basadas en esas ciencias.
Por otro lado, se abre una esperanza: si el comportamiento caótico surge en un sistema determinista y se manifiesta con una apariencia de complejidad que lo hace parecer aleatorio, cabría esperar que sistemas dinámicos cuyos comportamientos parecen aleatorios, puedan describirse como sistemas deterministas caóticos. Entonces, al estar sometidos a reglas deterministas, aparecen posibilidades de comprensión y de control que en el caso de los sistemas aleatorios no disponemos.

En general, en la tecnología nuclear energética el comportamiento caótico se observa en termo-fluidodinámica, incluyendo algunas modalidades de transitorios por acoplamiento entre los campos neutrónicos y los campos termo-hidráulicos en los reactores nucleares de potencia (especialmente en los de agua en ebullición) que se busca evitar por las consecuencias negativas sobre la integridad de los materiales y la conversión de potencia de fisión en potencia eléctrica.

Mientras el comportamiento caótico aparece ya en sistemas que pueden describirse con tres variables independientes en cada instante (es decir, con tres grados de libertad), la criticidad autoorganizada es una propiedad de los sistemas con muchos grados de libertad. Cuando uno de estos sistemas se encuentra en un estado límite, correspondiente a la mencionada criticidad, cualquier pequeña perturbación, como la adición de una partícula a un sistema, por ejemplo, la adición de un grano a una pila de arena que ya tiene muchas, puede desencadenar un comportamiento de avalancha, movilizando una energía mucho mayor que la asociada con el evento desencadenante, de forma tal que ni los detalles ni la envergadura de la avalancha son predecibles.

La aleatoreidad de segunda especie, aplicable tanto al mundo macroscópico como al microscópico, por un lado, y el caos junto con la criticidad autoorganizada, surgidos en el estudio del mundo macroscópico, por otro, apuntan hacia una limitación del concepto de determinismo y de la posibilidad de efectuar previsiones, tal como son corrientemente entendidos por las personas.

Asimismo, en el sentido que sugiere la cita de Pascal con la que comenzamos este capítulo, los mencionados desarrollos científicos junto con el entrelazamiento cuántico en el mundo microscópico parecen señalar que la naturaleza presenta una unidad mucho más profunda de lo que hasta hace poco pensábamos, desde nuestra perspectiva cultural tradicional.

Entre las ciencias de la naturaleza, la Física parece haber sido la primera, con el desarrollo de las ideas de la mecánica cuántica, en romper con el antiguo paradigma epistemológico, aunque no sin muchas dificultades, malos entendidos y resistencias que han extendido el debate sobre significados y fundamentos hasta el presente.
El desarrollo de la física cuántica, por primera vez, permitió constatar que atrás del empleo racional de los conceptos intuitivos integrados en nuestros lenguajes ordinarios, se encuentran ciertos supuestos implícitos, ajustados a las escalas de la experiencia en las que hasta ahora nos habíamos movido.
Esos conceptos nos han servido muy bien, tanto en nuestra vida cotidiana como en nuestras construcciones técnicas basadas en la física clásica. Pero cuando se aplican para la descripción de sucesos y procesos que ocurren en escalas de espacio, tiempo y energía muy alejadas de las de nuestra experiencia cotidiana, esos supuestos implícitos atrás de los conceptos del lenguaje ordinario conducen a contradicciones de las que no parece posible escapar.
En particular, durante una medición hay un mínimo de energía que se debe intercambiar entre el objeto medido y el aparato de medición. Debido a esta conexión el objeto y el aparato de medición forman un sistema emergente, en cierto sentido indivisible, con el cual se obtienen los únicos resultados cuantitativos que pueden esperarse a partir de un proceso de medida, clásico o mecánico-cuántico. Esto ocurre siempre, pero cuando se las compara con las energías involucradas en los procesos que se producen en los objetos macroscópicos de nuestra experiencia ordinaria, las energías intercambiadas con los aparatos de medición son o pueden hacerse tan pequeñas que resultan despreciables.
Una consecuencia de la posibilidad de despreciar la interacción entre el objeto medido y el instrumento de medición es que *permite integrar los datos obtenidos a partir de diferentes aparatos de medición actuando sobre un mismo objeto clásico en una imagen única apta para ser descripta mediante los conceptos del lenguaje ordinario*.
Pero en el caso de un objeto microscópico, cuántico, esto ya no es posible. La evidencia sobre estos objetos muestra una nueva clase de **complementaridad**, la denominada complementaridad onda-partícula. Por ejemplo, si la evidencia que suministran los datos obtenidos haciendo un experimento para localizar en el tiempo o en el espacio un electrón se intenta combinar con la evidencia que suministran los datos obtenidos a partir de experimentos destinados a determinar su cantidad de movimiento o de energía, se descubre que no es posible, porque en la interpretación de los resultados en un caso se debe aplicar el concepto de partícula mientras que en el otro se debe aplicar el concepto de onda[69].
Niels Bohr insistía en que, desde una perspectiva filosófica general, en relación con el análisis y la síntesis en otros campos del conocimiento, nos enfrentamos con situaciones que nos recuerdan a las que debemos enfrentar en física cuántica. Según Bohr, las descripciones de todos los sistemas que de una forma u otra se presenten como totalidades indivisibles, como los organismos biológicos, la psiquis de los individuos, los ecosistemas, las organizaciones sociales y las culturas, conllevan algún tipo de complementareidad análogo al que hallamos en mecánica cuántica: en un cierto sentido podemos decir que el mundo nos da señales de ser un mundo cuántico en todos sus niveles de emergencia. Esto queda oscurecido, tanto por la riqueza e independencia en los lenguajes que se han desarrollado en las ciencias biológicas, la psicología, las ciencias sociales y la antropología cultural, como por la confusión y la variedad de interpretaciones filosóficas sobre la causalidad.

[69] Ver el libro de Mario Guerra, “El Enigma Cuántico”, mencionado en la bibliografía.

El empleo, para el planteo de algunos problemas sociales y ambientales, de algo parecido a la idea de complementariedad onda-partícula, suministra perspectivas tales que llevadas cada una de ellas al límite, son incompatibles entre sí, como ocurre en física cuántica.
No obstante, todas esas perspectivas son necesarias para elaborar un marco conceptual en el cual plantear la cuestión socioambiental y buscar sus posibles soluciones[70].
El esquema que se anexa abajo, desarrollado por la compañía Shell, ilustra un posible uso de la idea de complementariedad, desde una perspectiva económico-empresarial por un lado, y ambiental-energética por el otro:

	MERCANTILISMO GLOBAL	**MUNDO SUSTENTABLE**
Desafío	Declinación de la hegemonía (bipolar) e inestabilidad económica	Degradación del ambiente, especialmente a través del calentamiento global
Respuesta	Mundo multipolar y mercantilismo	Cooperación y gestión internacional de los recursos
Implicaciones para la energía	Nuevas reglas para los negocios y re-configuración de los mercados	Re-asignación de valores para los combustibles y replanteo del uso de la energía en la industria

Pese a sus limitaciones, este esquema refleja una preocupación por encarar algunos de los problemas más acuciantes relacionados con la energía, enmarcados en un escenario en el cual, desde dos concepciones, el mercantilismo global por un lado y el mundo sustentable por otro, que se reconoce son incompatibles entre sí, pero cada una real y actuante, se percibe un desafío y se suministra una respuesta.

En última instancia, el tener que recurrir a esas perspectivas complementarias y contrapuestas, apunta al conflicto trágico, de índole ética, que aflige a las sociedades humanas y a cada una de las personas que las componen.
En la base de ese conflicto encontramos la actitud reduccionista a ultranza expresada en enunciados del tipo "**tal o cual cosa, no es nada más que**", dominó en el siglo XIX y durante la primera mitad del siglo XX el programa de investigación en las ciencias de la naturaleza y del hombre.
Esta transmutación de los fenómenos humanos en epifenómenos conduce a una negación de los valores y a una pérdida de significado de la vida humana.
Esta pérdida de significado y negación de valores suministra un marco cultural que posibilita y estimula el desarrollo de las modalidades características adoptadas por las economías industriales y la sociedad de consumo, tal como las conocemos hoy, incluyendo las actitudes que condujeron y conducen al despilfarro de los capitales social y ambiental.

Pero el desarrollo de las ciencias físicas durante el siglo XX apunta ya en otra dirección.

[70] En un trabajo presentado en octubre de 1955, en el homenaje a Niels Bohr por su septuagésimo cumpleaños, Carl Frederick von Weiszäcker señalaba que el concepto de complementaridad apunta a algo que aparece en todas las circunstancias en las que mirar en una dirección nos estorba para mirar simultáneamente en otra dirección determinada, y cuando esto ocurre "no en forma circunstancial, sino de acuerdo con la esencia de la cosa".
Desde este punto de vista, la complementaridad podría considerarse, quizás, como una categoría del conocimiento.

Los sistemas naturales alejados del equilibrio presentan una impresionante riqueza de estructuras que surgen unas de otras en forma análoga a como se producen los cambios de fase en los sistemas en equilibrio. Una estructura se desestabiliza cuando uno o más parámetros externos se aproximan a un umbral. Las correlaciones entre las partículas microscópicas se extienden súbitamente mucho más allá de lo que lo hacían antes. Las fluctuaciones en alguna de las variables de estado crecen hasta un punto en que los modelos probabilísticos estándar ya no le son aplicables. De pronto se produce un efecto cooperativo luego del cual un nuevo orden se instala y una estructura emerge.

En todo esto el concepto de **suceso más o menos contingente**, que crea una diferencia entre el pasado y el futuro, que se origina en forma inteligible a partir del pasado pero que no puede ser deducido estrictamente, abre las puertas a un futuro en el que resultará ora intrascendente, ora decisivo para iniciar un cambio significativo.

Desde este punto de vista se avizora un **universo abierto**, un mundo de sistemas que emergen y que se extinguen, con historia, un mundo que evoluciona, con una jerarquía de niveles que presentan novedades inesperadas. [71]

17.6 Epílogo

Corriendo atrás de las ciencias, la filosofía ha redescubierto la emergencia y la ha dotado de nuevo significado, en el marco riguroso de la moderna teoría filosófica de sistemas.

La aparición de novedades cualitativas recuperó así su densidad óntica, los pretendidos epifenómenos dejan de ser tales y los puentes otrora cortados con el mundo espiritual se han comenzado a reestablecer. Entonces se comprende, más allá de la posición religiosa que pueda tener o no cada persona, el sentido profundo de las observaciones que el entonces cardenal Joseph Ratzinger realizó en 1997.

Llegamos así al fin del camino. Hemos considerado, en forma breve, la tecnología nuclear energética desde varios puntos de vista: el histórico, el que atiende a sus bases en las ciencias físicas, el que enfoca los aspectos de ingeniería, y el utilizado en el capítulo 15 y en éste, que nos permite contemplar el panorama desde una perspectiva energética, ambiental y social más amplia.

Evidentemente para una decisión puntual sobre añadir o no una nueva central nuclear en un país que ya posee algunas, o sobre si conviene o no tomar el camino de lo electronuclear en un país que hasta el momento lo ha evitado, los temas abordados en este último capítulo pueden ser soslayados. No obstante, me parece que una toma de posición responsable sobre el rol que debería cumplir la tecnología nuclear en la matriz energética mundial a partir de los próximos años, no debería desvincularse del examen, de la reflexión y de una posterior discusión colectiva sobre los temas que acabamos de plantear.

---

[71] Como dice Anderson en un famoso artículo publicado en la revista Science (ver la bibliogafía al final del libro), en cada nivel hay problemas fundamentales que requieren una investigación intensiva que no cabe resolver mediante ulteriores análisis microscópicos, sino que requieren de “cierta combinación de inspiración, análisis y síntesis”.

Los problemas fundamentales parecen concentrarse en las interfaces entre niveles, donde se produce lo que podríamos denominar un cambio de escala: “ocurren cosas intrigantes en las interfaces de la biología con la química y con la psicología”.

18 Apéndice. Diplomacia y problemas de seguridad relacionados con las armas biológicas, nucleares y cibernéticas: abordaje de algunos aspectos sociales y políticos

"Me complace observar que las relaciones ruso-chinas han alcanzado un nivel sin precedentes". Vladimir Putin, 5 de junio de 2019

"No hay fuerza que pueda sacudir el estatus de esta gran nación. Ninguna fuerza puede impedir que el pueblo chino, y la nación china, sigan adelante ". Xi Jinping, 1 de octubre de 2019

"Los alemanes y otros europeos necesitan un sentido renovado de cohesión y un propósito estratégico para convertirse en más que un apéndice de una Eurasia remodelada por China y Rusia ". Robert Zoellick, 29 de octubre de 2019

"En el mundo actual, la relación China-Rusia es la más cercana, más fuerte, más madura, y más estable entre dos países importantes". Wang Yi, 24 de diciembre de 2019

Además de enfermedad y muerte extendidas a países de todos los continentes, la pandemia de Covid-19 ha desencadenado crisis sociales, económicas y financieras en casi todas partes, o ha potenciado crisis preexistentes.
Como consecuencia, se advierten los primeros signos de crisis políticas extendidas y un progresivo agravamiento de problemas de seguridad a nivel mundial ya considerados en el capítulo 17.
El propósito de este apéndice es abordar algunos aspectos sociales y políticos de los problemas de seguridad relacionados con las armas biológicas, nucleares y cibernéticas, en el marco de la actual pandemia. En lo que se refiere a armas nucleares desde una perspectiva diplomática y con independencia de la pandemia actual, se desarrolla aquí una ponencia del autor presentada el 20 de agosto de 2018 en el Seminario América do Sul Na Era Nuclear (UFSM-Pugwash), llevado a cabo en el Centro de Convenciones, Universidad Federal de Santa María, Santa María, RS, Brasil.
Para independizar este texto del resto del libro, se han vuelto a considerar algunos temas ya abordados en el capítulo 17 y en capítulos previos (como, por ejemplo, la aniquilación entre materia y antimateria), pero desde una perspectiva diferente.

18.1 Armas biológicas

Comencemos por las armas biológicas. Supongamos, como lo hace la OMS, que el virus COVID-19 no es el resultado del trabajo realizado en un laboratorio en un estado integrante de la ONU.
Sin embargo, después de ver las consecuencias de la actual pandemia, puede ser que la idea de construir un arma biológica parezca ahora más interesante para algunas personas o para ciertos grupos.
El virus de COVID-19 no es, en sí mismo, un modelo clásico para un arma biológica que se pueda utilizar en una guerra entre Estados.
Este virus ha generado una pandemia. Un arma biológica adecuada para la guerra entre Estados debe producir sus efectos (morbilidad y letalidad significativas) permaneciendo confinada lo más que sea posible, en el territorio del enemigo. Por lo general un arma biológica no se utiliza a menos que se disponga de un antídoto o una vacuna para las poblaciones amigas.

Pero no son pocos los virus que pueden convertirse en armas biológicas cumpliendo las condiciones mencionadas previamente.
Para esta y otras posibilidades (infección bacteriana, toxinas aisladas, etc.) entró en vigor la Convención sobre Armas Biológicas (CAB).
El 10 de abril de 1972 se abrió a la firma de los países un borrador de Convención sobre Armas Biológicas, presentado por los ingleses. Entró en vigor el 26 de marzo de 1975 cuando veintidós gobiernos lo ratificaron.
Hoy día compromete a los 183 estados a prohibir el desarrollo, la producción y el almacenamiento de armas biológicas y armas basadas en toxinas.
Sin embargo, la ausencia de un régimen formal de verificación para monitorear el cumplimiento ha limitado la efectividad de la Convención.
Cinco estados han firmado la CAB, pero aún no han ratificado el tratado.
Un largo proceso de negociación para agregar un mecanismo de verificación del cumplimiento de lo establecido en la CAB comenzó en la década de 1990. Anteriormente, en la segunda Conferencia de Revisión de los Estados Parte en 1986, los Estados miembros acordaron fortalecer el tratado informando anualmente sobre las Medidas de Fomento de la Confianza (MFC) a las Naciones Unidas. (Actualmente, solo alrededor de la mitad de los firmantes de los tratados en realidad presentan estos informes anuales voluntarios). La siguiente Conferencia de Revisión en 1991 estableció un grupo de expertos gubernamentales (conocido como VEREX).
Las negociaciones hacia un protocolo de verificación internacionalmente vinculante para el CAB tuvieron lugar entre 1995 y 2001 en un foro conocido como el Grupo Ad Hoc.
Hasta el momento no se ha logrado suficiente consenso para establecer una institución internacional capaz de un monitoreo eficaz de armas biológicas y de toxinas.
Por el contrario, en el campo de las armas basadas en las radiaciones ionizantes, hace muchos años que, a nivel de la ONU se dispone de un Departamento de Salvaguardas en el Organismo Internacional de Energía Atómica.

18.2 Armas nucleares

Con la desaparición de la Unión Soviética, pocos años después de los sucesos acaecidos en Europa del Este durante 1989, nació un mundo fundamentalmente unipolar, dominado por USA.
Un orden internacional liberal pareció fortalecerse, destinado a expandirse a todas las regiones del mundo. Ese orden involucra un compromiso con los derechos humanos, un énfasis tanto en la libertad como en un orden económico abierto, dando importancia a las instituciones internacionales surgidas luego de terminada la Segunda Guerra Mundial y al derecho internacional.
En este marco, durante los veinte años siguientes se redoblaron los esfuerzos diplomáticos multilaterales, regionales y bilaterales, tendientes a evitar la proliferación y a lograr un desarme nuclear de todos los Estados que tienen en su poder esas armas. Dados los arsenales nucleares existentes en 1993, era necesario impulsar el liderazgo y la cooperación entre USA y Rusia, tendiente a un desarme bilateral progresivo, que hiciera posible, a su vez el desarme nuclear de China y otros Estados con armas nucleares.
Algunos políticos, militares y diplomáticos trabajaron buscando un cambio de paradigma en la interacción nuclear militar USA-Rusia: de la destrucción mutua asegurada característica de la Guerra Fría a la estabilidad mutua asegurada entre ambas potencias nucleares en la época posterior a la Guerra Fría.

Se impulsó la firma de acuerdos y tratados tendientes a la prohibición efectiva de los ensayos de armas nucleares y de la producción de material fisible de uso militar.
Se tomaron medidas tendientes a la prohibición de los misiles balísticos y otros vectores utilizables para transportar armas nucleares.
Se promovieron acciones destinadas a los Estados que procuran fortalecer o implementar usos pacíficos de la energía nuclear, reforzando la cooperación internacional destinada al desarrollo y la transparencia de las aplicaciones civiles de la energía nuclear, fortaleciendo las salvaguardias del OIEA y mejorando la seguridad nuclear en vista de prevenir el terrorismo nuclear.
Pero al mismo tiempo que los diplomáticos se esforzaban en impulsar la no proliferación y el desarme nuclear, las potencias nucleares modernizaban sus arsenales y los demás estados con armas nucleares continuaban incrementando sus capacidades, según el nivel de desarrollo que hubieran alcanzado.
Actualmente se pueden distinguir cuatro generaciones de armas nucleares.
Las tres primeras están ya implementadas y la cuarta está en desarrollo.
Primera generación (táctica y estratégica): Bombas de fisión con eficiencias cercanas al 10 % y rendimientos militares de decenas de kilotones.
Segunda generación (estratégica): Bombas de fisión potenciadas con unos pocos gramos de DT gaseoso. Bombas termonucleares con dos etapas acopladas fisión-fusión (bombas H, con rendimientos militares de megatones).
Las bombas de primera y segunda generación en general presentan un bajo grado de acoplamiento al blanco porque se acoplan con este último a través de ondas de choque.
Tercera generación (táctica): Dispositivos destinados a producir efectos especiales, tales como radiación de rayos X o neutrones reforzada, reducción en la radiación residual, pulsos electromagnéticos reforzados, penetración de blindajes de hormigón o roca, direccionamiento de la energía liberada mediante haces (chorros de plasma o láseres de rayos X). Aumenta el grado de acoplamiento al blanco y disminuyen los efectos colaterales en comparación con las primeras dos generaciones.
Cuarta generación (estratégica): Dispositivos basados en pastillas de combustible termonuclear de bajo rendimiento (1 a 100 tones obtenidas de la fusión del deuterio con el tritio) encendido por explosivos primarios no basados en reacciones de fisión (isómeros nucleares, antimateria confinada mediante procedimientos basados en micro o nano tecnología). Máximo grado de acoplamiento al blanco con mínimos efectos colaterales.
Es necesario tener en cuenta que la mayor parte del marco conceptual relacionado con los instrumentos multilaterales de control de armas nucleares y no proliferación se formuló hace más de 20 años por expertos en armamentos y por diplomáticos. Corresponde a armas de primera y segunda generación. Como este marco es en muchos aspectos anticuado, si no es replanteado y actualizado para tener en cuenta las nuevas generaciones de armas nucleares, puede no ser de utilidad en el nuevo contexto tecnológico y geopolítico.
Se dispone de evidencia acerca de que en varios Estados se llevaban a cabo desde simples mejoras en los procesos de enriquecimiento tendientes a fabricar bombas tácticas y estratégicas de primera y segunda generación, pasando por el desarrollo de misiles y otros posibles portadores de armas nucleares, hasta la puesta a punto de armas tácticas y estratégicas de tercera generación y la intensificación del desarrollo de armas nucleares tácticas de cuarta generación.
La pandemia desvía la atención internacional de estos y otros desarrollos, que al parecer se están acelerando. Se ha acelerado la erosión o la desaparición de los antiguos marcos de control de armas, no solamente debido a sus aspectos ya obsoletos (que se podrían

corregir), sino debido a que los Estados con armas nucleares rechazan cada vez más el control de esas armas. También es cierto que, mientras estos Estados se aferran a sus posturas, gran parte del mundo se está moviendo en la dirección opuesta e intenta hacerse escuchar. Pero, la pandemia ha retrasado reuniones multilaterales, importantes como medio para aumentar la presión diplomática tendiente a la no proliferación y en consecuencia ha debilitado importantes esfuerzos tendientes a alejar las posibilidades de una guerra nuclear en un futuro próximo.

Como consecuencia de todo esto, una nueva era nuclear, ahora con un mayor número de actores y con un grado de estabilidad menor, se ha ido gestando en lo que va del siglo 21. Sergio de Queiroz Duarte, actual presidente de las Pugwash Conferences on Science and World Affairs lo planteó de este modo: "A medida que continúa la carrera de armamentos, el gasto global total en instrumentos de guerra se encuentra en niveles más altos que en la implementación de los Objetivos de Desarrollo Sostenible adoptados por las Naciones Unidas. Se están desarrollando nuevos y más poderosos sistemas de armas nucleares y tecnologías avanzadas de guerra. El riesgo de una conflagración nuclear permanece y sus efectos no se limitarán a los beligerantes" (de Queiroz Duarte, 2018).

Durante los últimos años se produjeron modificaciones significativas en la posición de Rusia en lo referente a asuntos de seguridad (alejamiento de la OTAN y del sistema de seguridad pan europeo, invasión de Crimea).

El desarrollo nuclear de Corea del Norte desafía la estabilidad de Asia e incluso puede afectar a USA.

El fortalecimiento del poder económico y militar chino junto con la progresiva expansión territorial de China, se acompañan de pasos para que en el futuro se pueda configurar un verdadero G3 nuclear entre USA, Rusia y China en sustitución del actual G2 ruso-norteamericano.

A partir de 2016 se observan modificaciones en la postura de USA en asuntos internacionales y en lo referente a doctrina nuclear militar (Munich Security Report 2018).

Cabe esperar que la falta de un tratado nuclear ruso-estadounidense aumente la desconfianza en el compromiso de las potencias nucleares con el desarme gradual. Además de USA y Rusia, los nueve estados con armas nucleares están incrementando y mejorando sus arsenales (Munich Security Report 2019).

A partir de 2017, debido a los fracasos en contener el programa nuclear de Corea del Norte, el precario estado del acuerdo nuclear con Irán (Gouyez Ben Allal, 2018), y los cambios observados en las posiciones de Rusia y USA, se avizora la posibilidad de alcanzar un punto de no retorno que induzca al desarrollo de armas atómicas por terceros países, como Alemania y Japón, entre otros.

18.3 Armas cibernéticas contra instalaciones de armas químicas, biológicas y nucleares

El desarrollo, las características y la prueba exitosa de ciertas armas cibernéticas por varios países durante el último quinquenio, sugieren que podrían ser empleadas para atacar dispositivos relacionados con armas nucleares, químicas o biológicas.

En caso de que se produzcan ataques cibernéticos sobre instalaciones nucleares, la incertidumbre provocada por el ataque podría dificultar la toma de decisiones en el ámbito militar con consecuencias desfavorables sobre el actual régimen de gestión de armas nucleares y mantenimiento de la paz (Munich Security Reports 2019 y 2020).

18.4 Mundo multipolar y “carencia de occidente”

Una nueva era nuclear se produce en un contexto de crisis del orden liberal internacional, cuya legalidad se discute ahora cada vez más a menudo (Ikenberry, 2018; Munich Security Report 2020).

Se incrementan los desafíos a la autoridad de las instituciones internacionales y el desconocimiento del derecho internacional.

Los valores que se encuentran en la base de la sociedad abierta, en el sentido dado a esta expresión por Karl Popper (Popper, 1995), son ahora cuestionados, no solo en países con larga tradición autoritaria donde siempre fueron desestimados en mayor o menor grado, sino en los países de occidente donde la sociedad abierta nació y se fortaleció.

Son precisamente los Estados de estos últimos países los que sentaron las bases de un orden liberal internacional y hasta hace relativamente poco tiempo tuvieron una influencia decisiva en el arbitraje de los conflictos entre los grupos humanos.

Tanto el trasfondo moral como los intereses subyacentes a la mayor parte de los esfuerzos diplomáticos para evitar la proliferación y eventualmente alcanzar un desarme nuclear irreversible han sido influidos en forma decisiva por los mencionados Estados, campeones de las sociedades abiertas, capaces de imponer sus intereses y sus valores como si fuesen intereses y valores universales. El historiador y diplomático inglés Edward Carr lo resumió diciendo que estos Estados han sido los miembros del “círculo de creadores de la moral internacional” (Carr, 1963).

18.5 Guerras y guerras justas

Un buen ejemplo del punto de vista sobre la guerra de un liberal occidental, adherente a los valores de la sociedad abierta y ciudadano de un Estado notoriamente integrante del “círculo de creadores de la moral internacional”, es el discurso de aceptación del Premio Nobel de la Paz 2009, por Barak Obama, en aquel entonces presidente de USA.

Veamos algunos fragmentos significativos de ese discurso:

“…El concepto de "guerra justa" surgió, sugiriendo que la guerra se justifica solo cuando se cumplen ciertas condiciones: si se lleva a cabo como último recurso o en defensa propia; si la fuerza utilizada es proporcional; y si, siempre que sea posible, los civiles se libran de la violencia…

…En muchos sentidos, estos esfuerzos tuvieron éxito. Sí, se han librado guerras terribles y se han cometido atrocidades. Pero no ha habido una Tercera Guerra Mundial. La Guerra Fría terminó con multitudes jubilosas desmantelando un muro. El comercio ha integrado a gran parte del mundo. Miles de millones han sido sacados de la pobreza. Los ideales de libertad y autodeterminación, igualdad y el estado de derecho han avanzado vacilantemente. Somos los herederos de la fortaleza y la previsión de generaciones pasadas, y es un legado del que mi propio país se enorgullece.

Sin embargo, transcurrida una década en un nuevo siglo, esta vieja arquitectura se está desmoronando bajo el peso de nuevas amenazas. El mundo ya no puede estremecerse ante la perspectiva de una guerra entre dos superpotencias nucleares, pero la proliferación puede aumentar el riesgo de una catástrofe. El terrorismo ha sido durante mucho tiempo una táctica, pero la tecnología moderna permite que unos pocos hombres con gran ira asesinen a inocentes a una escala horrible.

Además, las guerras entre naciones han cedido el paso a las guerras dentro de las naciones. El resurgimiento de conflictos étnicos o sectarios; el crecimiento de los movimientos secesionistas, las insurgencias y los estados fallidos; todas estas cosas han atrapado cada vez más a los civiles en un caos interminable. En las guerras de hoy, muchos más civiles son asesinados que soldados; se siembran las semillas del conflicto

futuro, se destruyen las economías, se desgarran las sociedades civiles, se amontonan los refugiados…" (Williamson y Weisman, 2009).
La existencia de una base moral única, lógicamente coherente, situada por encima de todas las culturas y civilizaciones, capaz de originar juicios de valor, objetivos y racionales, sobre la conducta de los grupos humanos, universalmente válidos en todo lugar y en todo momento histórico, es un presupuesto implícito en el mencionado discurso de Obama en particular y en los esfuerzos diplomáticos y bélicos de los liberales occidentales en general.
Pero esa base como tal, no solo no existe todavía (en todo caso habría que elaborarla y acordarla) sino que, concebida como una totalidad coherente de valores, parece ser inalcanzable.
Por este motivo, la creación de instituciones internacionales, como la Sociedad de Naciones o su sucesora, la Organización de Naciones Unidas, han estado en manos de los Estados cuya superioridad a nivel científico-tecnológico y desarrollo económico, les garantizó una abrumadora superioridad militar que les permitió imponer sus intereses y sus valores como si fuesen intereses y valores universales.
Como se dijo anteriormente en la sección Mundo multipolar y "carencia de occidente", los valores que se encuentran en la base de las sociedades abiertas comienzan a ser cuestionados desde adentro.
Este cuestionamiento se plantea como un problema a analizar, dentro de un problema mayor. A saber, la necesidad y la posibilidad de construir una ética social mínima y compartida, una ética mundial, como condición necesaria para afrontar los problemas que plantean la paz mundial, las relaciones entre religiones, las desigualdades económicas, y la relación entre nuestra especie y el ambiente a nivel planetario.
Personas de diferentes culturas y confesiones religiosas, agnósticas y ateas, han llegado a la misma conclusión: un cierto grado de consenso acerca de una ética mundial es una condición necesaria para afrontar los problemas que se plantean en un mundo globalizado, incluidos los relacionados con la guerra en general y con el empleo de las armas nucleares en particular.
A continuación, consideramos algunos problemas que se plantean en torno a la construcción de un nuevo paradigma de relaciones internacionales fundado en estándares éticos globales.

18.6 Una ética de mínimos colgando del cielo

El teólogo suizo Hans Küng surgió, a fines de la década del ochenta del siglo pasado, como el principal impulsor e ideólogo del proyecto de una ética mundial. El esbozo original fue madurando hasta convertirse en un programa que presentó a la opinión pública en 1990, en forma de libro (Küng, 1994).
La justificación del proyecto de Küng se puede articular en torno a cuatro afirmaciones:

1. No habrá paz entre las naciones sin paz entre las religiones.
2. No hay paz entre las religiones sin diálogo entre ellas.
3. No habrá diálogo entre las religiones sin estándares éticos globales.
4. No habrá supervivencia en paz y justicia en un mundo globalizado sin un nuevo paradigma de relaciones internacionales fundado en estándares éticos globales.

Tres años más tarde, en 1993, el II Parlamento de las Religiones del Mundo reunido en Chicago, USA, aprobó la declaración de una ética que reflejaba un cierto grado de consenso, más allá de diferencias culturales, religiosas o territoriales (Declaración del Parlamento de las Religiones del Mundo, 1994).

La búsqueda de valores, finalidades y actitudes comunes a toda la humanidad, que se llevó a cabo en Chicago, se hizo sin menosprecio de las diferencias culturales o religiosas realmente existentes, diferencias que no se intentó anular o superar.
Participaron líderes religiosos de todo el mundo. Éstos incluían a personas que se identificaban como cristianas, hinduistas, musulmanes, budistas, judías, zoroastrianas, jainistas, sijs, bahaíes, indigenistas, nativos americanos, neopaganos, brahmanes, teósofos y taoístas. Algunos grupos declinaron su participación estableciendo reparos al contexto de igualdad de trato para todas las religiones y la participación indistinta de religiones tradicionales históricas junto con grupos espirituales y practicantes de manifestaciones animistas.
Se identificaron cuatro directivas universales que pueden integrarse en la base de una ética global de consenso: no matar, no robar, no mentir, no cometer inmoralidades sexuales.
Se propusieron cuatro compromisos basados en esos principios:
Compromiso con una cultura de no violencia y respeto por la vida.
Compromiso con una cultura de solidaridad y orden económico justo.
Compromiso con una cultura de tolerancia y una vida de veracidad.
Compromiso con una cultura de derechos equitativos y de asociación entre hombres y mujeres.
La iniciativa en favor de un nuevo paradigma para las relaciones internacionales, un nuevo orden basado en una ética social mínima y compartida a nivel mundial, fue presentada en la Unión Europea y ante Naciones Unidas, donde recibió el respaldo de su Secretario General, por aquel entonces Kofi Annan. En 2001 el grupo de trabajo creado por el Secretario General presentó ante la Asamblea Plenaria de NNUU las conclusiones a las que arribaron bajo la forma de manifiesto, titulado “Crossing the Divide” (Picco, 2001).
El trabajo sobre una moralidad mundial tenue, pero que en principio parecería pasible de ser implementada, continúa hasta hoy, en diversos ámbitos. No obstante, los esfuerzos realizados no han brindado todos los frutos que se esperaban.
La necesidad de construir una ética social compartida, a través de un solapamiento lo bastante amplio de valores y normas morales que permitan formular acciones en común para problemas que son comunes a todos los habitantes de nuestro planeta, no parece estar puesta en duda. Que no resulta posible la supervivencia en paz y justicia en un mundo globalizado sin un nuevo paradigma de relaciones internacionales fundado en estándares éticos compartidos, tampoco parece estar puesto en duda.
Queda claro que el origen histórico de los preceptos morales que todavía son aceptados y compartidos en la actualidad por personas pertenecientes a diferentes tradiciones culturales se encuentra en las religiones. Por así decirlo, la posibilidad de consensuar un nuevo paradigma de relaciones internacionales fundado en estándares éticos compartidos, cuelga del cielo.
Para un agnóstico o para un ateo ¿qué fundamentos objetivos, extra religiosos, pueden tener hoy día esos estándares morales, si es que los tienen?
Esta pregunta nos conduce a lo que denominaremos la Tesis de Poincaré.

18.7 La Tesis de Poincaré

Aún en nuestra época postmoderna todos aceptan una sola verdad en casos como la aritmética o la geometría euclidiana, y sus teoremas no se someten a discusión ni son motivo de rebelión de parte de la gente común. Lo mismo ocurre con las leyes físicas.
¿Será posible una fundamentación científica de la moral, o al menos una fundamentación metafísica?

Si así fuera, ayudaría en el proceso de consensuar un contenido mínimo para una ética mundial porque permitiría integrar a la discusión (que como sabemos fue comenzada por personas con fe religiosa) a personas cuyo ateísmo es militante y sus actitudes son a veces recalcitrantes.
Henri Poincaré, en uno de sus últimos trabajos (Poincaré, 1910) analizó el problema de fundamentar racionalmente la moral en los contenidos de la ciencia o en la reflexión metafísica, y concluyó que desde el punto de vista lógico eso no es posible.
El motivo es la imposibilidad de obtener conclusiones imperativas a partir de premisas indicativas, como son las premisas que se pueden basar en las ciencias experimentales o en la matemática.
Para que la conclusión resulte en modo imperativo, al menos una de las premisas debe estar en modo imperativo.
Entonces, si no se introduce un elemento imperativo, no se podrá obtener por razonamiento lógico una conclusión del tipo haga esto o no haga lo otro, es decir, una proposición que confirme o contradiga un precepto moral.
Lo mismo acontece en un razonamiento metafísico.
Ni los razonamientos científicos ni los razonamientos metafísicos, si son genuinos, pueden crear o destruir una moral, por si mismos y sin añadir elementos externos.
Los intentos realizados por los filósofos y los científicos, desde la época de la Grecia clásica hasta la actualidad lo comprueban.
Pero, además de sus aspectos racionales, la moral involucra sentimientos, y son los sentimientos los que cimientan nuestra adhesión a los preceptos morales, cuando el razonamiento por sí solo fracasa.
Los sentimientos se integran en una red con las ideas, las creencias y con otros contenidos de nuestra mente. Esa red, señala Poincaré, no la hemos hecho solo nosotros, sino que es también un legado del pasado, y es tan intrincada que si cortamos un hilo nos exponemos a causar desgarros que no podríamos prever. Los resultados del avance en el conocimiento científico, de vez en cuando, terminan por cortar algún hilo y el desgarro, a veces, resulta difícil de reparar.
Un ejemplo de desgarro con consecuencias sobre la ética es lo que ocurrió con la teoría de la evolución darwiniana cuando se la combinó con una metafísica reduccionista. En personas no advertidas condujo a un relativismo moral, basado en argumentar que si en los asuntos humanos no existe un árbitro que establezca un plan y un propósito, todo vale.
Si no es posible una fundamentación racional de los contenidos de la moral en algo que no sea en ella misma, ¿se podrá al menos explicar su génesis en forma independiente de una revelación religiosa?

18.8 La moral emergente

Eso es lo que intenta hacer el relato construido por el materialismo emergentista contemporáneo, que plantea un proceso análogo a una filogénesis de la moral (aunque involucra la cultura y por ello trasciende a una mera evolución biológica). Lo denominaremos la moralidad emergente.
Comencemos por considerar la conducta de los simios. Las observaciones de campo indican que se autoorganizan en sistemas sociales. Se han identificado pautas de comportamiento prosociales que se interpretan como de respeto, amistad, cooperación, empatía y lealtad (Eibl-Eibesfeldt, I., 1979 (a) y 1979 (b)).
En el caso de los seres humanos, las explicaciones no religiosas de la base ontológica de la moral, basados en una visión evolutiva inspirada en la biología, generalmente parten de la siguiente suposición: la evolución que condujo al ser humano actual fue el

resultado de una interacción entre el cerebro, el lenguaje y la cultura. Cerebro, lenguaje y cultura se modificaron potenciándose entre sí en un proceso de emergencia de nuevas capacidades mentales, organización social y cultura simbólica, a través de los continentes y los milenios (Goodenough y Deacon, 2008).

Así, los partidarios de la moral emergente sostienen que el marco moral no es algo instintivo, sino que es algo que cada uno de nosotros construye a partir de amplificar y reconfigurar las emociones sociales de los primates en el contexto de los estímulos culturales y la educación. Desde este punto de vista la moralidad humana no implica una discontinuidad sobrenatural como la generalmente asumida en las religiones, sino la emergencia, en el marco de un proceso evolutivo, de una entidad que expande las capacidades y la sensibilidad de los primates. Introduce modificaciones cualitativas (novedades inherentes a toda emergencia) que expresan una visión moral que evoluciona trascendiendo el limitado marco de la familia y la tribu hasta abarcar la humanidad entera, los ecosistemas y la biósfera misma. Entonces, es un proceso que tiende a una unificación progresiva en la diversidad.

Pero por otra parte los simios presentan comportamientos asociales, sobre todo cuando se ven sometidos a períodos prolongados de estrés: a veces lastiman y matan a sus congéneres, son crueles y ponen de manifiesto conductas xenófobas. Estos patrones de comportamiento se producen siempre por defecto, en situaciones en las cuales el autointerés del organismo prevalece (Eibl-Eibesfeldt, I., 1979 (a) y 1979 (b)).

Lo mismo se observa en los seres humanos. Entonces parecería que sería conveniente poner énfasis en contrarrestar y si fuera posible, eliminar, situaciones que conducen a las personas a sentirse física y emocionalmente disminuidas, amenazadas, derrotadas, abusadas, humilladas, solitarias e inseguras.

Si no se logra evitar o al menos disminuir significativamente estas frustraciones, la reacción que sobreviene llevará a demonizar (y por ende deshumanizar) a los que se supone son culpables de esas situaciones, empujando a las personas hacia el fundamentalismo, ya sea religioso, ya sea secular.

A nivel social el patriotismo, un sentimiento de afecto por la tierra natal, por sus ancestros, por su idioma y su historia, se puede transformar en nacionalismo, una pasión que exalta todo lo que se considera como propio y de alguna forma siempre superior a lo foráneo. En ciertas circunstancias el nacionalismo puede desembocar en odio a lo que se considera como extranjero.

La visión moral involuciona y se desarticula progresivamente: de la biósfera a la humanidad entera, de la humanidad a la tribu y llegado el caso de la tribu a la familia y de la familia al individuo. Es un proceso que tiende a una progresiva separación, opuesto al proceso de unificación en la diversidad de la visión moral mencionado previamente.

Entonces, aunque la ciencia no pueda justificar los valores morales, podría dar una explicación de cómo pudieron aparecer en el curso de la evolución, postulando que los juicios morales emergen desde una estructura profunda innata común a todos los seres humanos, a partir de procesos de transformación que operan sobre esa estructura.

En este relato evolutivo se encuentran elementos que son compatibles tanto con las cuatro directivas universales como con los cuatro compromisos fundamentales acordados en el Parlamento de las Religiones.

En consecuencia, la perspectiva que brinda la moralidad emergente ayuda a que agnósticos y ateos pueden integrarse en una discusión de una posible ética global de consenso.

18.9 El monismo ético

Pero ahora surge un nuevo problema, relacionado con un supuesto fundamental que subyace a todo el pensamiento occidental, desde los filósofos griegos, los teólogos medievales, los filósofos de la ilustración, pasando por los ideólogos del nazismo y del comunismo en el siglo XX, hasta llegar, en la actualidad, a los proponentes de una ética mundial desde una perspectiva religiosa.

Los intelectuales de los países occidentales han pensado los problemas éticos relacionados con las sociedades humanas presuponiendo un monismo ético: la posibilidad de lograr una unidad armoniosa de los valores fundamentales, tales como libertad, justicia y paz.

En forma tácita, los intelectuales han venido admitiendo que no puede haber más de una respuesta verdadera a cada problema humano. Pero esto parece ser, al menos en algunos ámbitos, falso.

Si no se lo tiene en cuenta, el problema del monismo ético (junto con el problema complementario de las verdades contradictorias) podría impedir el necesario acuerdo sobre los contenidos mínimos de esa ética global entre personas con fe religiosa, agnósticos y ateos. Entonces, la construcción de un nuevo paradigma para las relaciones internacionales, fundado en estándares éticos compartidos, necesario para afrontar los problemas que plantean las armas de destrucción masiva, podría resultar inviable.

Isaiah Berlin, en una investigación sobre los mecanismos del poder político tal como aparecen en las obras de Maquiavelo, se centra en un descubrimiento que atribuye al autor italiano: los fines irreconciliables y las verdades contradictorias son posibles en asuntos relacionados con la ética del poder.

Entonces el mencionado supuesto fundamental, subyacente a todo el pensamiento occidental, al parecer tendría que ser revisado: “en algún punto del pasado o del futuro, en este mundo o en el próximo, en la Iglesia o en el laboratorio, en las especulaciones del metafísico, en los hallazgos del científico social, o en el corazón puro del buen hombre sencillo, habrá de encontrarse la solución final a la cuestión de cómo deberán vivir los hombres. Si esto es falso (y si se puede dar más de una respuesta igualmente válida a la pregunta, es falso) la idea del ideal humano como verdad única objetiva y universal, se desmorona. La mera búsqueda de ese ideal se vuelve no sólo utópica en la práctica, sino conceptualmente incoherente” (Berlin, 2006).

Así, la aplicación inflexible, por un gobernante de un Estado o un comandante de una guerrilla, de las normas que prescribe la ética cristiana puede conducir a su ineficiencia y completo fracaso desde el punto de vista político.

El reconocimiento de que existe una pluralidad de valores que no son armonizables por completo en una estructura coherente única, tales como los de la moralidad privada cristiana (libertad y justicia para los seres humanos en cuanto individuos) y los de la moralidad pagana para el cuerpo social (ley y orden), no necesariamente conduce a adoptar un relativismo ético como el que ha permeado buena parte de las sociedades contemporáneas.

Pero sugiere que el acto de fe en el monismo de los valores que se encuentra en la base de las utopías sociales, desde la república gobernada por sabios de Platón hasta la sociedad sin clases de Carlos Marx, no resiste la prueba de la práctica.

Eso lo descubrieron penosamente tanto los revolucionarios franceses al intentar concretar en una organización social sus ideales de libertad, igualdad y fraternidad, como los revolucionarios rusos al intentar concretar los ideales de una sociedad comunista.

Si se admite una estructura ética profunda e innata, como la mencionada previamente a propósito de la moralidad emergente, la enorme variedad de juicios de valor que se

apoyarían en ella podría tener como contrapartida su inconsistencia desde el punto de vista lógico. Si esto fuera así, sería la naturaleza de esta estructura profunda la que haría impracticable el monismo ético de las utopías sociales.
El punto clave en relación con el proyecto de una ética global de consenso, es no negar la existencia del problema.
La diversidad actual de puntos de vista entre integrantes de las diversas culturas, con diversos niveles de educación y características psicológicas, puede ayudar a identificar y corregir los inevitables errores que se producen asociados con la incompatibilidad de valores y la posible falta de unicidad en las soluciones a los problemas humanos.
No obstante, esa misma diversidad que se observa en el desarrollo mental de las personas y las oportunidades de conocer e incidir sobre el destino de sus sociedades conlleva un nuevo problema para el proyecto de una ética global: el problema de las élites y el poder.

18.10 Élites, poder y terrorismo

En general, los fundadores de las religiones han coincidido en dividir a las personas en dos grupos: una minoría selecta, capaz de alcanzar el esclarecimiento, y una mayoría que es incapaz de ello. Las enseñanzas religiosas se suelen dividir en dos: exotéricas para la gente común y esotérica para la minoría selecta. Como consecuencia, para la mayoría compuesta de gente común existen conocimientos que les están vedados.
En paralelo se tienen algunas sociedades discretas o secretas, que con altibajos parecen haber perdurado a través de los siglos. No solamente dividen a las personas entre los que pertenecen y los que no pertenecen, sino que suelen dividir a sus integrantes en niveles de forma tal que cabe presumir que sólo unos pocos escogidos saben realmente qué están haciendo. Relacionado con esas sociedades podría existir un conocimiento, en general prohibido. Si existiera, su posible relevancia o falta de relevancia para el destino de las sociedades humanas no puede ser evaluada por la gente común.
Esto último es importante en la medida en que ese conocimiento pudiera tener consecuencias sobre la organización de las sociedades abiertas y sobre cómo se deberían afrontar los conflictos como los relacionados con la posesión y el uso de armas nucleares, biológicas o cibernéticas.
Aunque pocas personas están en condiciones de diseñar y poner en práctica políticas de gobierno, en una sociedad abierta todas las personas deberían estar en una situación que les permita juzgar aspectos generales de esas políticas, así como las consecuencias de la implementación de una determinada política de gobierno.
Pero gobernar, como toda tarea colectiva requiere esfuerzos individuales coordinados y dirigidos. Surge la interrogante: ¿por qué motivos unas personas deben obedecer a otras? El punto aquí es porqué deben obedecer a otras, no porqué obedecen a otras en tal o cual circunstancia específica, cosa que puede tener explicación desde el punto de vista científico.
Como no se dispone de una respuesta unánimemente aceptada para la pregunta normativa, lo que en la práctica suele ocurrir es que la parte más fuerte generalmente prevalece y somete a la más débil.
¿Cuál es la respuesta más frecuente que la parte más débil da cuando no está dispuesta a someterse ni ser sometida? El terrorismo, tan antiguo, tan ampliamente distribuido alrededor del mundo y con las mismas raíces en todas partes, a pesar de las diferencias que se pueden establecer entre los grupos terroristas de diferentes países y culturas.
En última instancia, las únicas diferencias importantes entre el terrorismo actual y el terrorismo del pasado se encuentran en los medios técnicos disponibles, en particular la posibilidad de detonar un arma nuclear de fisión (Argüello et al., 2016), utilizar las

denominadas bombas de radioactividad sucias, emplear armas químicas y biológicas o efectuar ciberataques.

Consensuar una ética social de mínimos en las sociedades secularizadas actuales exige tener cuenta un proceso que se exacerbó luego de 1989, en casi todos los países. La profundización de la brecha que existe entre una élite que detenta un enorme poder económico, político, militar e intelectual y el resto formado por una masa de personas más o menos anónimas, que en las sociedades abiertas están llamadas a votar para decidir sobre quienes deben gobernarlos y en las sociedades cerradas están llamadas a obedecer los lineamientos del líder o del partido. Este reparto tan desigual del poder se acompaña de un malestar a nivel social y desemboca ya sea en apatía, ya sea en intentos de rebelión que algunas veces pueden dar lugar a actividades terroristas (Williams, 2008; Suárez-Antola, 2017; von Weizsaecker y Wijkman, 2017).

18.11 Conclusiones

La aceleración en el desarrollo tecnológico actual aumenta la incertidumbre en el proceso de determinar qué características y capacidades serán militarmente decisivas en relación con las armas nucleares, biológicas y cibernéticas. Esto a su vez dificulta la definición y la implementación de restricciones cuantitativas o cualitativas al desarrollo de armas nucleares y a su proliferación.

En un contexto de geopolítica multipolar, los acuerdos bilaterales de limitación de armas nucleares no resultan efectivos si no se valoran y se tienen debidamente en cuenta las amenazas que involucran a terceros. Como esto último es poco factible, se revalorizan los instrumentos multilaterales de control de armamentos.

No obstante, es necesario tener en cuenta que la mayor parte del marco conceptual sobre los instrumentos multilaterales de control, construido hace más de 15 años por expertos en armamentos y por diplomáticos, puede no ser de utilidad en el nuevo contexto tecnológico y geopolítico y por tanto debe ser replanteado y actualizado.

De lo visto previamente cabe esperar que la necesaria revitalización de los organismos e instrumentos multilaterales a disposición de la comunidad internacional, para poder evitar la proliferación de armas nucleares y biológicas, así como disminuir los arsenales existentes, debería llevarse a cabo apoyándose en un nuevo paradigma de relaciones internacionales fundado en un mínimum de estándares éticos globales compartidos.

América Latina es una región con numerosos habitantes, con capacidad económica creciente, sin barreras idiomáticas importantes y con tradiciones culturales comunes, sin armas nucleares ni al parecer, biológicas, y en todo caso con manifiesta vocación por evitarlas. Parece que podría y debería unificar posiciones sobre la base de ciertos estándares éticos mínimos para contribuir a plantear el nuevo y necesario paradigma de relaciones internacionales que facilite los esfuerzos tendientes a la no proliferación y a un progresivo desarme nuclear.

19 Bibliografía

En Internet se puede hallar una variedad de información sobre energía nuclear, de calidad muy disímil, como por lo general ocurre con todos los temas.
No obstante, sugiero prestar atención a los artículos de Wikipedia en inglés sobre reactores y centrales nucleares, reacciones de fisión y temas conexos de física nuclear, aspectos históricos de los programas nucleares alemán, chino, francés, inglés, norteamericano y ruso, así como otros temas de interés relacionados con el contenido de este libro.
Para acceder al punto de vista de las Naciones Unidas sobre un amplísimo espectro de temas y a diferentes niveles de profundidad, sugiero tomarse un tiempo para visitar el sitio del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA), www.iaea.org, donde se puede hallar bibliografía de buena calidad sobre casi todo lo que podría resultar de interés.
En particular, el Director General de ese organismo junto con un elenco de asesores prepara todos los años un informe sobre el estado de la tecnología nuclear (incluyendo la tecnología nuclear energética) dirigido a la Junta de Gobernadores, que suele presentar un panorama muy equilibrado de la situación. A partir de 2008 se presenta un informe bienal separado sobre la situación internacional y las perspectivas de la conversión nucleoeléctrica.
Para los lectores interesados en el diseño conceptual de reactores nucleares de potencia se sugiere consultar el informe de trabajo que F. Sefidvash presentó al OIEA: "Conceptual Design of the Fixed Bed Nuclear Reactor", IAEA Research Contract Nº 12960, 2005.

Libros de contenido introductorio sobre tecnología nuclear:
-En inglés, se tiene un libro reciente, muy bien escrito, abarcando la totalidad de los temas de importancia de ciencias y tecnologías nucleares (incluyendo armas nucleares, aceleradores de partículas, reactores y centrales nucleares, aplicaciones en hidrología, agricultura, medicina y muchos temas adicionales): R. L. Murray y K. Holbert, Nuclear Energy, An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes, Butterworth-Heinemann, N. Y., 8th edition, 2019.
-Un libro de ingeniería nuclear con una redacción clara y concisa es el de M. Moro Vallina, "Fundamentos de Ingeniería Nuclear", UNED, Madrid, 2005.
-Un libro interesante, y muy adecuado para introducirse en buena parte de la problemática en torno a la energía nuclear: el de D. Bodanski, "Nuclear Energy: Principles, Practices and Prospects", AIP Press, Woodbury, 1996.

Una vez en posesión de la base de conocimientos ofrecidos en el presente libro, o en sus equivalentes, se sugiere que el lector interesado consulte tres artículos de revista.
-Uno de ellos es un estudio sobre el posible rol de la tecnología nuclear energética en el presente siglo, debido a R. Hyde, M. Ishikawara, N. Myhrvold, J. Nuckolls e I. Wood, "Nuclear fission power for 21st century needs: Enabling technologies for large-scale, low-risk, affordable nuclear electricity", Progress in Nuclear Energy 50 (2008) 82-91.
-Otro se centra en las relaciones entre la energía nuclear y la sociedad: J. Mizuo, "The social responsibility of nuclear energy", Progress in Nuclear Energy 50 (2008) 694-699.
-El tercero discute las serias dificultades que enfrenta un renacimiento del uso de la energía nuclear con fines civiles, debido a las consecuencias del nacimiento de la generación núcleo-eléctrica junto con las armas atómicas y en estrecha interacción con

ellas, en un marco de enfrentamiento entre USA y URSS: Z.Mian y A. Glaser, "A frightening nuclear legacy", Bulletin of the Atomic Scientists, September/October 2008.

Dos libros que me resultaron particularmente útiles como base general para estudiar los problemas de la energía y el ambiente, incluyendo aspectos relacionados con problemas socioeconómicos, son:
-El de E.Boeker y R. van Grondelle, "Environmental Physics", Wiley, Chichester, 3ª edición, 2011, que enfatiza los aportes y el punto de vista de los físicos sobre algunos aspectos de los problemas ambientales, sociales y económicos. En el capítulo final los autores consideran parte de las deficiencias que presentan las concepciones del mundo dominantes en la actualidad.
-La notable obra colectiva, dirigida por J.Bobin, E. Huffer y H.Nifenecker, "L' Énergie de Demain: Techniques, Environnement, Économie", EDP Sciences, Grenoble, 2005. Abarca desde los aspectos puramente físicos relacionados con la energía (incluyendo algunos conceptos de termodinámica de procesos irreversibles) hasta modelos matemáticos de crecimiento demográfico a niveles regional y mundial. Los temas específicos de tecnología nuclear energética se desarrollan en cuatro capítulos. Uno de ellos se refiere al estado actual y perspectivas de futuro de la fusión nuclear. Otro revisa el estado actual y las perspectivas en el mediano plazo de la fisión nuclear. Un tercero se centra en los problemas que plantea el almacenamiento de los desechos radioactivos en sitios profundos. Mientras que los tres capítulos mencionados tienen un enfoque predominantemente físico, el cuarto capítulo, sobre efectos biológicos y nociones de protección radiológica, presenta un enfoque desde el punto de vista médico e incluye una discusión sobre el problema del umbral para las radiaciones ionizantes.
Para un enfoque del problema del cáncer en el marco de la teoría de sistemas se sugiere el trabajo (utilizado en la preparación de la sección 4.3 sobre efectos biológicos de las radiaciones ionizantes) de D. Wigle e I. Jurisica, "Cancer as a system failure", Cancer Informatics 2007: 2 10-18.

Para aspectos de ingeniería en general, consulté "The Engineering Handbook" dirigido por R. Dorf (CRC Press, Boca Raton, Fla, 1996).
Un lector con una base de cálculo diferencial e integral, interesado en estudiar temas de matemáticas útiles para comprender más a fondo la tecnología contemporánea, incluyendo la tecnología nuclear energética, puede consultar el libro de E.Kreyszig, "Matemáticas Avanzadas para Ingeniería", Limusa-Wiley, 3ª Edición, México, 2000, que abarca casi todos los temas que pueden presentar interés.
Para los aspectos convencionales de las plantas nucleares, incluyendo los ciclos termodinámicos, las unidades para intercambio de calor, las bombas y las turbinas, así como aspectos de mecánica de fluidos, y otros temas de ingeniería mecánica, recurrí a menudo a dos obras colectivas, una dirigida por W. Beitz y H. Küttner, "Dubbel. Handbook of Mechanical Engineering", Springer, Londres, 1994, otra dirigida por F. Kreith, "Mechanical Engineering Handbook", CRC Press, Boca Raton, Fla, 1999.
Para los aspectos convencionales de los sistemas eléctricos de potencia, utilicé tres obras colectivas: la dirigida por D.Fink y H.Beaty, "Manual de Ingeniería Eléctrica", 2 tomos, Mc-Graw Hill, México, 1993, la dirigida por M.Laughton y D.Warne, "Electrical Engineering Reference Book", Newnes, Oxford, 2003, y la dirigida por R.Dorf, "The Electrical Engineering Handbook", CRC Press, Boca Raton, Fla, 2000.
Una presentación compacta de fundamentos de matemática, física, y ciencias de la ingeniería, adecuada para revisar temas básicos que presentan interés para la ingeniería nuclear puede hallarse en el libro dirigido por A. D. Polyanin y A. I. Chernoutsan, "A

concise handbook of mathematics, physics, and engineering sciences", CRC, Boca Raton, Fl, 2011.
Entre los libros específicos para ingeniería nuclear, de nivel un poco más avanzado que los libros de Moro Vallina y de Bodanski ya mencionados, se encuentran los siguientes cuatro, utilizados durante la preparación de este libro:
-El texto de J. Lamarsh y A.Baratta, "Introduction to Nuclear Engineering", Prentice-Hall, Upper Saddle River, N.J., 3ª edición, 2001, que abarca la totalidad de los temas, exceptuando los relacionados con la ciencia de los materiales y los aspectos comunes con las centrales convencionales pero que son relevantes para comprender la dinámica y elcontrol del reactor y de la central nuclear como unidad.
-El tratado clásico y excelente, que abarca casi todos los temas de interés, debido a S. Glasstone y A. Sesonske, "Nuclear Engineering", edición en 2 tomos, Chapman & Hall, N.Y., 1994. (Hay traducción al español de la edición de 1981 por la Editorial Reverté).
-Además, un texto que se utilizaba y se utiliza para suministrar una formación general en ingeniería nuclear en Francia, que se concentra en temas de neutrónica, ciencia de materiales, termo-hidráulica y los tipos de reactores, dejando de lado los demás temas que abordan los libros de Lamarsh y de Glasstone, pero que profundiza más sobre materiales y termo-fluido-dinámica, y presenta varios ejemplos de cálculos al nivel en el que efectivamente se llevan a cabo durante el diseño conceptual de reactores: el excelente libro de M. Gauthron, "Introduction au génie nucléaire", en 2 tomos, INSTN, Commissariat a l'Énergie Atomique, Saclay, 1986.
-Un libro muy completo en todo lo relacionado con la tecnología nuclear energética, excepcionalmente didáctico y muy recomendable, el de R. Knief, "Nuclear Energy Technology: Theory and Practice of Coomercial Nuclear Power", Hemisphere Publishing Corporation, Washigton, 2ª edición, 1992.
-El libro conciso pero que abarca lo fundamental de la termohidráulica, debido a H. Anglart: Thermal-Hydraulics in Nuclear Systems, KTH Royal Institute of Technology, 2010. (Se encuentra en internet.)
-El libro que abarca la totalidad de los temas de ciencia y técnica nucleares, incluyendo fundamentos de mecánica cuántica, física nuclear, aceleradores de partículas, reactores nucleares, tecnología de trazadores, aplicaciones médicas y agronómicas, entre otros temas, debido a J. K. Shultis y R. E. Faw: Fundamentals of Nuclear Science and Engineering, Dekker, N. Y., 2002.
-El libro conciso, pero incluyendo los temas fundamentales de reactores nucleares, y centrales nucleares de potencia, debido a H. Anglart, Applied Reactor Technology, KTH Royal Institute of Technology, 2011. (Se encuentra en internet.)
-Finalmente un manual muy completo, orientado al estudio de las centrales nucleares, editado por K.D. Kok: "Nuclear Engineering Handbook", CRC, Boca Raton, USA, 2009.
Estos libros presentan información sobre métodos numéricos y software para cálculo de reactores. En el presente libro se centra en el empleo de métodos analíticos. La presentación de métodos numéricos y de software se han omitido, salvo algunas menciones específicas.

Sobre temas de física clásica, relativista, cuántica y nuclear hay una literatura abundante y adaptada a todo tipo de lectores. No obstante, para la preparación de este libro resultó especialmente útil el manual de G.Joos (uno de los iniciadores del programa nuclear alemán en la época de la segunda guerra mundial) e I.Freeman, "Theoretical Physics", 3ª edición, Dover, N.Y., 1986. Este libro presenta en varios capítulos cortos (para cuya

lectura basta una formación mínima en cálculo diferencial e integral), un excelente resumen de los temas de matemáticas necesarios para la lectura del resto de ese manual.

Para profundizar en los temas de física nuclear pura y aplicada, junto con unas introducciones breves pero rigurosas a la neutrónica, las centrales nucleares, la protección radiológica, y los problemas de la proliferación de las armas nucleares, se tiene el libro escrito con mucha elegancia y con numerosas observaciones marginales muy interesantes, adecuado para un lector con una formación más que promedio en ciencias fisicomatemáticas, debido a J. Basdevant, J. Rich y M. Spiro, "Fundamentals in Nuclear Physics: from nuclear structure to cosmology", Springer, Berlín, 2005.
Más sencillo, centrado exclusivamente en temas de física nuclear y de partículas, pero escrito también en forma amena y clara, el libro de W. Williams, "Nuclear and Particle Physics", Clarendon Press, Oxford, 1991.

Para profundizar en los temas relacionados con las mediciones de las radiaciones se sugiere el texto de N. Tsoulfonidis, "Measurement and Detection of Radiation", Taylor & Francis, Bristol, PA, 2ª edición, 1995.

Para profundizar en la física y en el análisis de reactores, se sugieren tres libros notables, que a mí me resultaron útiles para estudiar temas de ciencias nucleares orientados a la técnica:
-El de J. Duderstadt y L. Hamilton, "Nuclear Reactor Analysis", Wiley, N.Y., 1976, que además de los fundamentos de neutrónica presentados con detalle, incluye aspectos de termohidráulica, control de reactores y métodos numéricos.
-El más avanzado, debido a W. Stacey, "Nuclear Reactor Physics", Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2ªedición, 2007. Este libro está compuesto en dos partes, la primera introductoria y la segunda avanzada. La primera edición enfureció a muchos lectores porque tenía ciertos defectos, como utilizar símbolos sin definir su significado, antes o después de haberlos introducido, y otras cosas por el estilo. La primera edición fue traducida al ruso, y gracias a las sugerencias del traductor, el autor tomó debida nota de y corrigió las imperfecciones para la segunda edición. Presenta los fundamentos de los métodos numéricos utilizados en estática y en dinámica de reactores, con un conjunto de referencias bibliográficas útiles.
-El extenso y exhaustivo libro reciente de S. Marguet, "The Physics of Nuclear Reactors", Springer International Publishing AG, Cham, Switzerland, 2017.
Junto con el libro de Stacey, al parecer son los dos únicos en los cuales ciertos temas avanzados muy importantes se encuentran en forma de libro.

Para los temas específicos de dinámica y control de reactores nucleares y plantas nucleares de potencia, utilizando modelos matemáticos simples e incluyendo la totalidad de los aspectos importantes, desde la carga (y sus variaciones) que presenta la red eléctrica a la cual la central nuclear se encuentra conectada, pasando por el grupo turbina generador y los demás componentes de los circuitos termohidráulicos hasta penetrar en el núcleo del reactor analizando la neutrónica desde el punto de vista de la teoría del transporte, incluyendo además un capítulo sobre procesos aleatorios y ruido neutrónico y dos capítulos con información básica sobre control de sistemas lineales y no lineales, se tiene el notable libro, ya clásico, de J. Lewins, "Nuclear Reactor Kinetics and Control", Pergamon, Londres, 1978.
Con una cobertura menos amplia de temas, pero penetrando a mayor profundidad en ciertos aspectos relevantes de estabilidad de reactores, se tiene el libro, también clásico,

reeditado por la American Nuclear Society, de D. Hetrick, “Dynamics of Nuclear Reactors”, ANS, La Grange Park, 1993.
Ambos libros resultaron útiles para la preparación de este libro, y se sugiere que sean consultados por los lectores interesados en la dinámica de reactores y las centrales nucleares de potencia.
Además, se puede consultar el breve libro de H. Anglart, “Nuclear reactor dynamics and stability”, KTH Royal Institute of Technology, 2011 (se lo puede encuentrar en internet) y el extenso libro de S. Marguet, “The Physics of Nuclear Reactors”, ya mencionado.

En relación con el acoplamiento núcleo-mecánico y sus consecuencias sobre la seguridad, junto con una bibliografía para profundizar en éste y otros temas polémicos de estabilidad de reactores, pueden verse los artículos de R. Suárez Ántola, “Power thresholds for fast oscillatory instabilities in nuclear reactors”, Proceedings of the 2007 International Nuclear Atlantic Conference, Santos, SP, Brazil, September 30 to October 5, 2007; ABEN, ISBN 978-85-99141-02-1 y “An analytical approach to bifurcations and stability in simplified mathematical models of nuclear reactors”, Progress in Nuclear Energy **114**:171–190, 2019. El reciente libro de S. Marguet, “The Physics of Nuclear Reactors”, mencionado previamente, trae una breve exposición del tema con el nombre “Mechanical kinetic effects”.

Sobre análisis modal no lineal de inestabilidades en reactores y centrales nucleares en general, junto con una bibliografía para comenzar el estudio de estos temas, pueden consultarse los artículos:
-R. Suárez Ántola “Xenon spatial oscillations in nuclear power reactors: an analytical approach through non-linear modal analysis”, Proceedings of the 31 Meeting of the Spanish Nuclear Society, Logroño, Spain, 19 – 21, October 2005.
-R. Suárez Ántola “Nonlinear modal analysis in NPP dynamics: a proposal”, Proceedings of the 2005 International Nuclear Atlantic Conference, Santos S.P., Brazil, August 28 to September 2, 2005.
-R. Suárez Ántola y J.J. Flores-Godoy, “Contribution to BWR Stability Analysis Part I: Analytical Approach using a Reduced Order Model”, Annals of Nuclear Energy, vol. **67**:129-145, 2014.
-R. Suárez Ántola y J.J. Flores-Godoy, “Contribution to BWR Stability Analysis Part II: Numerical Approach using a Reduced Order Model”, Annals of Nuclear Energy, vol. **67**:146-158, 2014.
-R. Suárez Ántola, “An analytical approach to bifurcations and stability in simplified mathematical models of nuclear reactors”, Progress in Nuclear Energy **114**:171–190, 2019.

Los informes técnicos mencionados en la anécdota de la sección 6.5 sobre métodos de enriquecimiento se encuentran disponibles a través del National Technical Information Service (NTIS) del U.S. Department of Commerce con los códigos DE95632407 y DE96532491 respectivamente.

Para introducirse en la mecánica cuántica desde una perspectiva física, histórica y filosófica, con una presentación cuidadosa de numerosos temas fundamentales para comprender los problemas que se plantean en la frontera entre la ciencia, la técnica y las humanidades en el mundo contemporáneo, se sugiere el excelente y reciente libro de M. Guerra, “El Enigma Cuántico”, Grupo Editorial Magro, Montevideo, 2009. Particularmente adecuado para complementar, comprender mejor, y estudiar más a

fondo, algunos de los temas presentados en el capítulo 17 sobre energía, sociedad nuclear y ambiente.

El capítulo 17 se basa en una carta sobre el terrorismo, que envié a un inglés en octubre de 2001, y en un artículo inédito titulado "Eficiencia energética y economía natural de mercado" que finalicé en agosto de 2007. Además, para la preparación de ese mismo capítulo, consulté la bibliografía siguiente:

- P.W.Anderson, "More is different: broken symmetry and the nature of the hierarchical structure of science", Science,**111**:393-396,1972.
-P. Bak, "How nature works: The science of self-organized criticality", Copernicus, Nueva York, 1996.
-F. Barret-Ducrocq (Editor), "La intolerancia", (obra colectiva basada en un foro organizado en París por la Academia Universal de las Culturas), Granica, Buenos Aires, 2007.
-G. Bateson, "Espíritu y naturaleza", Amorrortu, Buenos Aires, 2006.
-G. Bateson, "Pasos hacia una ecología de la mente", Lohlé-Lumen, Buenos Aires, 1998.
-U. Beck, "Un nuevo mundo feliz", Paidós, Barcelona, 2007.
-I. Berlin, "Contra la corriente", Fondo de Cultura Económica, México, 2006.
-I. Berlin, "Conceptos y categorías", Fondo de Cultura Económica, Madrid, 1983.
-M.Bunge, "Emergencia y Convergencia", Gedisa, Barcelona, 2004.
-J.Y. Calvez, "Changer le capitalisme", Bayard, Paris, 2001.
-V.Frankl, "Reductionism and Nihilism" en A. Koestler y J. Smythies (Editores) "Beyond Reductionism", Hutchinson, Londres, 1969.
-E. Fromm, "¿Podrá sobrevivir el hombre? Una investigación sobre los hechos y ficciones de la política internacional", Paidós, Buenos Aires, 1962.
-P. Hawken, A. Lovins y L.Hunter Lovins, "Natural Capitalism", Earthscan Publications, Londres, 1999. (En relación con otros aspectos de una economía natural de mercado pueden consultarse las siguientes direcciones de Internet: www.rmi.org, Rocky Mountain Institute, Colorado, USA, y www.wupperinst.org, Wuppertal Institute for Climate, Energy and Environment, Wuppertal, Alemania).
-H. Küng, "Proyecto de una ética mundial", Planeta-de Agostini, Barcelona, 1994.
-J. Lovelock, "La venganza de la Tierra: la teoría de Gaia y el futuro de la humanidad", Planeta, Buenos Aires, 2007.
-K. Popper, "En busca de un mundo mejor", Paidós, Barcelona, 2ª edición, 1994.
-J.Ratzinger, "La Sal de la Tierra", Palabra, Madrid, 1997.
-G. Stent, "Las paradojas del progreso", Alhambra, Madrid, 1981.
-R. Suárez Ántola, "La aproximación variacional a la teoría de la relatividad: aspectos históricos y epistemológicos", Pensamiento Universitario, Nº7, Universidad Católica del Uruguay, diciembre de 2006.
-C. Vaz Ferreira, "Estudios filosóficos", Aguilar, Buenos Aires, 1961.
-C. F. von Weiszäcker, "La imagen física del mundo", BAC, Madrid, 1974.

El Apéndice se basa en las siguientes referencias bibliográficas:

-I. Argüello y E. Buis (Editores), 2016. Terror Unleashed, NPS Global foundation, Buenos Aires.
-I. Berlin, 2006. Contra la corriente: Ensayos sobre historia de las ideas, Fondo de Cultura Económica, México.
-M. Canto-Sperber y R. Odgien, 2005. La filosofía moral y la vida cotidiana, Paidós, Barcelona.

-E. Carr,1963. La moral en política internacional, en S. Hoffmann (Editor): Teorías contemporáneas sobre las relaciones internacionales, Tecnos, Madrid.
-C. Constantinou, P. Kerr y P. Sharp (Editores), 2016. Handbook of Diplomacy, SAGE Publications Ltd, Londres.
- Declaración del Parlamento de las religiones del mundo: Principios de una ética mundial, 1994. ISEGORIA/10:7·21.
http://isegoria.revistas.csic.es/index.php/isegoria/article/viewFile/268/268
- S. de Queiroz Duarte, 2018. Commemoration of the 50th anniversary of the conclusion of the NPT, Department of State, Washington, D.C., June 28.
-I. Eibl-Eibesfeldt,1979a. Human Ethology: Concepts and Implications for the Sciences of Man, The Behavioral and Brain Sciences, 2:1-57.
-I. Eibl-Eibesfeldt, 1979b. Etología: introducción al estudio comparado del comportamiento, OMEGA, Barcelona.
-U. Goodenough y T. Deacon, 2008. The sacred emergence of nature, en Clayton P. y Simpson Z. (Eds.) The Oxford Handbook of Religion and Science, Oxford University Press, New York.
-G. Gouyez Ben Allal, 2018. La proliferación nuclear y los desafíos geopolíticos de seguridad: Análisis de los programas nucleares de Corea del Norte, Pakistán e Irán, Tesis doctoral, UAM, Madrid.
-G. Ikenberry, 2018. The end of liberal international order? International Affairs 94(1): 7–23.
-ISAB (International Security Advisory Board) 2013. Report on Mutual Assured Stability
-H. Küng, 1994. Proyecto de una ética mundial, Planeta-de Agostini, Barcelona.
-H. Küng y K-J. Kuschel (eds.), 2006. Ciencia y ética mundial, Trotta, Madrid.
-Munich Security Report 2018: To the Brink – and Back?
-Munich Security Report 2019: The Great Puzzle: Who Will Pick Up the Pieces?
-Munich Security Report 2020: “Westlessness” www.securityconference.de
-NRDC (Natural Resources Defense Council) and ISKRAN (The Institute for USA and Canadian Studies of the Russian Academy of Sciences) joint report 2013. From Mutual Assured Destruction to Mutual Assured Stability: Exploring a New Comprehensive Framework for U.S. and Russian Nuclear Arms Reductions, Washigton D.C. y Moscú.
-G. Picco (Editor), 2001. Crossing the divide: dialogue among civilizations, School of Diplomacy and International Relations, Seton Hall University Press.
-H. Poincaré, 1910. La moral et la science, Foi et Vie, **13**:323-329.
-K. Popper, 1995. La responsabilidad de vivir: escritos sobre política, historia y conocimiento, Paidós, Barcelona.
-R. Suárez Ántola, 2017. Sobre el capitalismo desigual en el sentido de Jean-Yves Calvez, RSCP, **22** (2): 197-228. ISN 0379-9123
-R. Suárez-Antola, 2018. Necesidad y posibilidad de construir una Ética Social mínima y compartida, Jornadas de Ciencia y Filosofía, Parroquia Universitaria, Montevideo. DOI: 10.13140/RG.2.2.28214.80966
-R. Suárez-Antola, 2019. El trasfondo moral de los esfuerzos para prevenir la proliferación nuclear como problema, Prepublicación registrada en researchgate con DOI: 10.13140/RG.2.2.10197.58087
-E. von Weizsaecker y A. Wijkman (Editores), 2017. Come on! Capitalism, Short-termism, Population and the Destruction of the Planet, Springer Nature, New York.
-P. Williams (Editor), 2008. Security Studies: An Introduction, Routledge, New York.
-E. Williamson y J. Weisman, 2009. Obama Defends 'Just War' at Oslo, The Wall Street Journal, December 11.